



Fluorescence X appliquée à l'étude du temps de fission de l'élément $Z=120$

M.O. Frégeau

► To cite this version:

M.O. Frégeau. Fluorescence X appliquée à l'étude du temps de fission de l'élément $Z=120$. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2011. Français. NNT: . tel-00636381

HAL Id: tel-00636381

<https://theses.hal.science/tel-00636381>

Submitted on 27 Oct 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R. : SCIENCES
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

Cotutelle de thèse
entre
L'université de Caen Basse-Normandie (France)
et
L'université Laval (Canada)
Arrêté du 6 janvier 2005

THESE
Présentée par
Mr. Marc Olivier Frégeau

et soutenue

Le 10 octobre 2011
En vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'université de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

titre:

**Fluorescence X appliquée à l'étude du temps de
fission de l'élément $Z=120$**

MEMBRES du JURY

Mr Nicolas Alamanos, Directeur de recherche CEA, DSM/IRFU/DIR
Mr Jean Barrette, Professeur, Université Mc Gill (*Rapporteur extérieur étranger*)
Mr Émile Knystautas, Professeur, Université Laval
Mr Maurice Morjean, Physicien CEA, GANIL (*Directeur de thèse français*)
Mr René Roy, Professeur, Université Laval (*Directeur de thèse étranger*)
Mr Laurent Tassan-Got, Directeur de recherche CNRS, IPN Orsay (*Rapporteur extérieur français*)

Résumé

L'étude de la réaction $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$ à 6,6 MeV par nucléon nous a permis d'identifier des rayons X caractéristiques de l'élément $Z = 120$. Ces X caractéristiques ont été trouvés en coïncidence avec des fragments de fission des noyaux composés de 120 protons formés au cours de la réaction. La multiplicité de ces rayonnements rend possible l'extraction des informations sur la probabilité de formation par fusion dans la réaction étudiée du noyau de $Z = 120$ ainsi que sur le temps de fission de ce noyau.

Avant-propos

Je voudrais tout d'abord remercier Mr Gales, en tant que directeur du GANIL, pour l'opportunité qui m'a été offerte de faire ma thèse dans ce laboratoire national.

Cette thèse n'aurait jamais été possible sans la participation de René Roy, mon directeur de thèse québécois, qui a su me mettre en contact avec mon directeur de thèse Français Maurice Morjean. René, en plus de ce rôle essentiel, est aussi celui qui m'a permis de faire mes premières armes en physique dès la maîtrise au Québec, à l'université Laval mais aussi au cours de voyages à Vancouver et à Caen.

Mon deuxième directeur de thèse, Maurice, a supervisé l'essentiel de mon travail de thèse lors de ma présence au GANIL. Je retiens de Maurice, en plus de sa compétence et de sa passion manifeste pour son sujet d'étude, un grand désir de me permettre de travailler dans le but de produire une thèse de qualité. Je garderai un souvenir très fort de ces années où j'ai travaillé avec Maurice.

Mon travail a aussi été marqué par la collaboration avec Dominique Jacquet. En plus de son rôle incontournable de porte-parole de l'expérience, Dominique a effectué un suivi rigoureux de l'analyse des résultats et fut régulièrement de bon conseil pour la poursuite de mon travail.

Durant les 2 dernières années de ma thèse j'ai loué une maison avec trois autres thésards du GANIL : Aurore, Geoffroy et Guilain (et à l'occasion Pu ainsi que Guillaume le Cicéronien). La cohabitation avec ces français de souche a été pour moi une grande expérience humaine et culturelle.

Je dois aussi exprimer toutes ma reconnaissance aux physiciens, post-docs et thésards du GANIL pour l'accueil que j'ai reçu ainsi que la bonne atmosphère qui a régné durant ma thèse. Il faut aussi rajouter à cette liste les étudiants que j'ai côtoyés durant mes voyages estivaux à l'université Laval.

Mes séjours au Canada ont été grandement facilités par l'accueil chaleureux de mes parents, je leur en suis très reconnaissant.

Je veux finalement remercier Ketel, ma copine, qui a été un soutien indéfectible et inestimable, particulièrement durant les derniers mois de ma thèse.

Table des matières

Résumé	2
Avant-propos	3
Table des matières	4
Liste des tableaux	6
Table des figures	7
1 Motivations	10
2 À propos des temps de fission	17
2.1 Rappel sur la désexcitation des noyaux lourds	17
2.2 Mesures de multiplicité de particules de pré-scission	20
2.3 Mesures par la technique d'ombre dans un monocristal	22
2.4 Mesures par méthode de fluorescence X	25
2.5 Comparaison des méthodes	28
3 Approche expérimentale	30
3.1 Choix du système et rappel sur le système $^{238}\text{U} + \text{Ni}$ à 6,6 MeV/A	31
3.1.1 Choix du système	31
3.1.2 Rappel sur le système $^{238}\text{U} + \text{Ni}$ à 6,6 MeV/A	31
3.2 Technique de fluorescence X appliquée au système $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$	36
3.2.1 Énergies caractéristiques et temps de vie des lacunes	36
3.2.2 Élargissement des raies caractéristiques résultant du temps de vie nucléaire ; influence des processus moléculaires	37
3.2.3 Élargissement dû aux configurations électroniques	41
3.2.4 Élargissement par effet Doppler	42
3.2.5 Simulation de l'élargissement total des raies	43
3.3 Création des lacunes en couches profondes	46
4 Dispositif expérimental	49
4.1 Les télescopes FLUOX	50

4.2	Détecteurs germanium	53
4.3	VAMOS	58
4.4	Circuit électronique de décision	61
5	Analyse des données	65
5.1	Télescopes FLUOX	65
5.1.1	Étalonnage en énergie des télescopes FLUOX	66
5.1.2	Identification en numéro atomique (Z)	70
5.1.3	Résolutions obtenues	71
5.2	Détecteur germanium	73
5.2.1	Étalonnage en énergie	73
5.2.2	Efficacité	74
5.3	Traitement des coïncidences fortuites	79
5.3.1	Origine des coïncidences fortuites	80
5.3.2	Exemples simples	82
5.3.3	Algorithme de déconvolution	83
5.3.4	Spectres d'événements fortuits	84
5.4	Soustraction du fond	85
6	Résultats expérimentaux	87
6.1	Identification des mécanismes de réactions	87
6.2	Spectres en énergie des photons	93
6.2.1	Spectre en inclusif	93
6.2.2	Spectre en coïncidence avec des fragments lourds	96
6.3	Erreurs et incertitudes sur les spectres	103
6.4	Étude de la région des raies X_K caractéristiques du Z=120	107
6.4.1	Évolution des pics à 200 keV avec le Z détecté	107
6.4.2	Recherche de l'origine des pics à 200 keV	110
6.5	Multiplicité	119
6.6	Probabilité de création de lacunes K	121
6.7	Interprétation des résultats et discussion	123
7	Conclusions et perspectives	129
	Bibliographie	132
		140

Liste des tableaux

3.1	Énergie des X-K pour les raies principales de $Z=120$ avec leur appellation selon la notation de Siegbahn.	38
5.1	Points d'étalonnage en énergie utilisés pour chaque détecteur germanium	75
5.2	Énergie et intensité des raies utilisées pour l'étalonnage en efficacité	77
5.3	Comparaison entre les rapports de comptages mesurés et ceux prédits par les simulations des efficacités de détection	79
6.1	Énergies des γ provenant des transitions de la bande rotationnelle de la séquence principale de l'uranium et énergies des principales raies X_K et X_L de l'uranium .	95
6.2	Énergie des γ de l'uranium émis au repos et énergie calculée en prenant en compte l'effet Doppler résultant d'une émission par un projectile diffusé élastiquement lorsque la cible recule à $\theta=62^\circ$, l'angle moyen de détection du nickel dans le troisième télescope FLUOX.	100
6.3	Rapport calculé du nombre de coups détectés à $\phi=30^\circ$ (ou $\phi=150^\circ$) sur celui à $\phi=270^\circ$ et différence (exprimé en pourcentage de l'énergie E_0 pour une émission au repos) des énergies calculées à $\phi=270^\circ$ et à $\phi=30^\circ$ pour une émission à partir des différents fragments de fission et de leurs partenaires.	115
6.4	Probabilité (P_K) de créer une lacune dans la couche K de l'uranium. Les incertitudes associées aux valeurs de P_K mesurées avec le détecteur germanium à $\phi=150^\circ$ n'ont pas pu être déterminées (voir texte).	123

Table des figures

1.1	Barrières de fission à température nulle pour les éléments super-lourds.	11
1.2	Sections efficaces de synthèse d'éléments super-lourds pour différentes voies de réaction.	13
1.3	Distributions des temps de fission pour différents coefficients de friction.	14
2.1	Corrélation entre les neutrons de pré- et de post-scission obtenue par la méthode du backtracing.	22
2.2	Temps de fission et de quasi-fission pour le noyau super-lourd Z=110 déduits des multiplicités de neutrons par Y.Arimoto.	23
2.3	Calcul des temps de fission et des temps d'émission de neutrons.	23
2.4	Principe de la mesure de temps par la méthode du blocage cristallin.	24
2.5	Largeur des raies $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$	27
2.6	Comparaison entre les temps moyens mesurés par blocage cristallin et par fluorescence X pour des noyaux d'uranium.	29
3.1	Produits de réaction détectés à 20° dans la réaction $^{238}\text{U}+\text{Ni}$ à 6,6 MeV/A.	33
3.2	Somme des numéros atomiques de l'ensemble des fragments lourds.	34
3.3	Creux de blocage constitués à partir des distributions angulaires de fragments.	35
3.4	Domaine d'application des différentes approximations utilisées pour les modèles de collisions atomiques.	39
3.5	Diagramme d'orbitales moléculaires de I+Au.	40
3.6	Élargissement Doppler dû à l'acceptance angulaire des détecteurs germanium.	42
3.7	Simulations de l'élargissement des raies X_K dû au temps de fission du noyau Z=120.	43
3.8	Simulations de l'élargissement des raies X_K de l'élément de Z=120 dû à l'effet Doppler pour une émission à partir d'un résidu d'évaporation.	44
3.9	Simulation de l'élargissement total des raies X_K de l'élément de Z=120 comprenant les effets liés aux temps de fission, l'effet Doppler et un élargissement supposé gaussien de 4 ou 6% de la largeur totale à mi-hauteur.	45
3.10	Diagramme de corrélation pour un système symétrique non relativiste avec un seul électron.	47
4.1	Positionnement des télescopes FLUOX.	51
4.2	Vue du dessus d'un des télescopes FLUOX.	52

4.3	Vue transversale de FLUOX.	52
4.4	Schéma de l'électronique pour les chambres à ionisation	54
4.5	Schéma de l'électronique des détecteurs silicium des télescopes FLUOX.	55
4.6	Détecteur germanium.	56
4.7	Vue extérieure du montage.	57
4.8	Vue intérieure de la chambre à réaction.	58
4.9	Schéma de l'électronique pour les détecteurs germanium.	59
4.10	Transmission de la feuille de titane de 0,5 mm d'épaisseur pour des photons entre 0 et 300 keV.	60
4.11	Schéma des circuits logiques utilisés pour le déclenchement de l'acquisition. . . .	63
4.12	Schéma du contrôle temporel des coïncidences.	64
5.1	Réponse des chambres à ionisation en fonction de la position verticale de l'ion détecté.	68
5.2	Effet de la correction en Y sur un spectre DE-E.	69
5.3	Matrices ΔE -E obtenues en utilisant deux étalonnages différents.	71
5.4	Résolution en énergie des détecteurs silicium.	72
5.5	Résolution en énergie de la chambre à ionisation.	73
5.6	Effet sur la résolution en Z de la résolution en énergie de la chambre à ionisation. .	74
5.7	Efficacité absolues pour les détecteurs germanium 1,2 et 3.	78
5.8	Figure du haut : matrice de corrélation entre l'énergie détectée dans un détecteur germanium et la différence de temps entre la détection d'un fragment et la détection d'un photon en coïncidence. Figure du bas : projection sur l'axe du temps de la figure du haut.	81
5.9	Exemples simples de distorsions des distributions en énergie des coïncidences in- duites par les convertisseurs analogique-digital utilisés.	83
5.10	Comparaison des probabilités de coïncidences fortuites obtenues à partir des déclenchements inclusifs pour les trois télescopes FLUOX.	86
6.1	Distribution Z-E des produits de réactions détectés dans les télescopes FLUOX pour $^{238}\text{U} + ^{58}\text{Ni}$	90
6.2	Distribution Z-E des produits de réactions détectés dans les télescopes FLUOX pour $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$	91
6.3	Distribution de la charge des produits de réaction à 20°	92
6.4	Spectres en énergie mesurés en inclusif par le détecteur germanium à $\phi = 30^\circ$. .	94
6.5	Spectre en énergie mesuré en inclusif pour le détecteur germanium à $\phi = 30^\circ$ avec et sans fond	96
6.6	Spectres en énergie pour le détecteur germanium à $\phi = 270^\circ$, $35 \leq Z \leq 90$	97
6.7	Spectres en énergie des photons détectés en coïncidence avec le nickel (quasi-)élastique	99

6.8	Décalage Doppler entre les 3 germaniums pour les γ provenant de la désexcitation des bandes rotationnelles de l'uranium	101
6.9	Spectres mesurés et déconvolués pour les détecteurs à 30° et 150°	102
6.10	Spectres des photons après déconvolution des coïncidences fortuites	104
6.11	Spectre déconvolué versus soustraction classique des évènements fortuits	106
6.12	Évolution des spectres germanium en fonction du Z détecté	109
6.13	Rapport des comptages des pics à 150 et à 200 keV	111
6.14	Déconvolution en trois gaussiennes choisies arbitrairement du pic mesuré à 200 keV dans le spectre somme des spectres à $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 150^\circ$ (voir texte).	112
6.15	Différences entre la somme des spectres mesurés à $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 150^\circ$ et celui mesuré à $\phi = 270^\circ$ (voir texte).	113
6.16	Simulation de la différence attendue entre un spectre mesuré à $\phi = 30^\circ$ (ou 150°) et un spectre mesuré à 270° pour $Z=70$	117
6.17	Simulation de la différence attendue entre un spectre mesuré à $\phi = 30^\circ$ (ou 150°) et un spectre mesuré à 270° pour $Z=50$	118
6.18	Multiplicité des photons d'énergie comprise entre 170 et 225 keV pour les différentes sélections en Z et pour les trois angles de détection.	120
6.19	Section efficace en fonction de la masse des fragments et de leur angle d'émission dans le référentiel du centre de masse.	126
6.20	Section efficace en fonction de la masse des fragments et de leur angle d'émission dans le référentiel du centre de masse pour le système $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Zn}$ à 6,7 MeV par nucléon.	128

Chapitre 1

Motivations

La découverte de nouveaux éléments dits super-lourds (de numéros atomiques Z supérieurs à 110) fait l'objet d'une intense compétition entre laboratoires. Les immenses efforts expérimentaux et théoriques déployés ont été essentiellement déclenchés par la prédiction dans les années 60 [1, 2] de l'existence de noyaux doublement magiques, beaucoup plus lourds que l'uranium, autour desquels se trouveraient des régions plus ou moins étendues en nombre de neutrons N et de protons Z , des îlots de stabilité, où les noyaux devraient avoir des barrières de fission élevées. Outre l'intérêt évident de créer des éléments totalement inconnus sur terre, l'existence de tels noyaux constitue un test crucial pour les modèles nucléaires. En effet, un simple calcul macroscopique de barrière de fission (le puits de potentiel qui assure la cohésion du noyau, donc son existence) indique que des noyaux de $Z > 110$ ne devraient pas exister : la répulsion entre les protons est si intense que la barrière de fission calculée est très faible, voire nulle. Cependant, la plupart des calculs microscopiques [3, 4, 5, 6, 7] prédisent des effets de couches à température nulle très importants pour les noyaux situés dans les îlots de stabilité. Ce sont ces effets de couches microscopiques qui stabilisent ces noyaux en générant des barrières de fission élevées. Toutefois, selon les auteurs [3, 4, 5, 6, 8, 7], différentes hauteurs de barrières sont prédites et les fermetures de couches protons varient entre $Z=114$ et 126, tandis qu'un consensus semble exister pour la fermeture de couche neutrons à $N=184$. Certains auteurs [9] suggèrent même qu'il n'existe pas dans cette région de noyaux doublement magiques, mais que la stabilisation résulte simplement du nombre d'états impliqués. La figure 1.1 montre, à titre d'exemple, les barrières de fission calculées à partir du modèle de Möller et Nix [3] en prenant en compte les effets de couches à température nulle. Nous voyons que dans le cadre de ce modèle, $Z=114$ est prédit être un nombre magique de protons et que les barrières de fission des noyaux proches du maximum de stabilité atteignent des

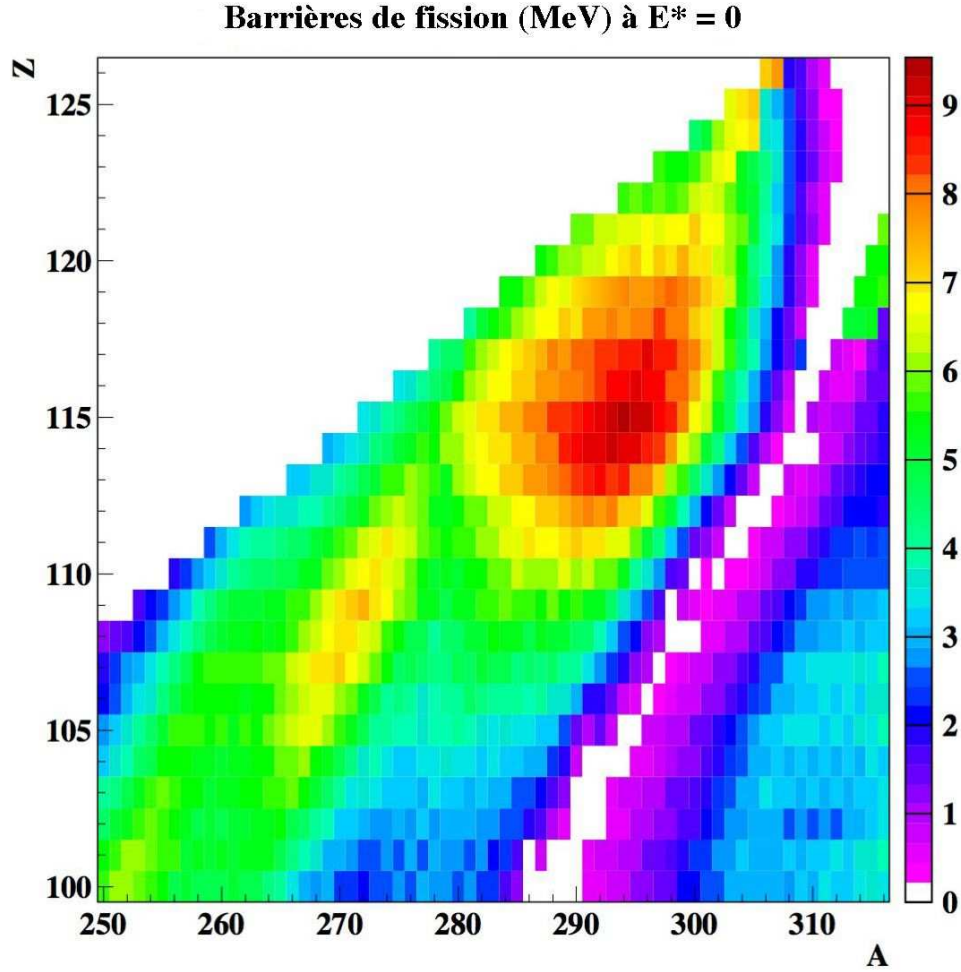


FIG. 1.1 – Barrières de fission à température nulle pour les éléments super-lourds d’après le modèle de Möller et Nix [3]. L’axe z donne la hauteur des barrières en MeV.

valeurs supérieures à 9 MeV, soit des barrières environ trois fois plus élevées que celles des isotopes les plus stables de l’uranium, présents en quantité abondante sur terre.

La vérification la plus directe de ces prédictions consiste à synthétiser des éléments super-lourds afin d’étudier leurs caractéristiques. Pour tenter de synthétiser de nouveaux éléments dans cette région, on utilise généralement des réactions de fusion entre noyaux lourds. Les noyaux alors formés sont chauds, augmentant la probabilité de fission lors de la compétition avec les autres voies de décroissance (principalement l’émission de neutrons, voir section 2.1). Pour minimiser la probabilité de fission, l’énergie d’excitation du système est gardée basse, entre 10 MeV et 50 MeV, en utilisant des énergies de bombardement les plus proches possible de la barrière de fusion. Les sections efficaces de fusion ainsi obtenues sont cependant très basses. En effet, elles augmentent fortement dans cette

région avec l'énergie du projectile. De plus, le processus de fusion est en compétition avec un autre mécanisme de réaction jouant un rôle croissant avec la masse des systèmes : la quasi-fission [10, 11, 12, 13]. La quasi-fission peut être interprétée comme un mécanisme où le projectile interagit fortement avec la cible sans pour autant atteindre une configuration compacte où les nucléons restent piégés à l'intérieur de la barrière de fission. Faute d'être lié, le système va se séparer rapidement. La diminution de sections efficaces de fusion pour les systèmes très lourds est parfois nommée «entrave à la fusion» («fusion hindrance» en anglais) et peut s'interpréter comme résultant de la dissipation par friction de l'énergie cinétique du projectile dans la voie d'entrée qui l'empêche de passer la barrière de fusion [14]. Pour les événements de quasi-fission ayant complètement relaxé l'énergie cinétique disponible, la cinématique des noyaux en voie de sortie sera essentiellement gouvernée par la répulsion coulombienne, comme pour les fragments de fission. De tels événements sont très difficilement discernables d'événements de fusion suivis de fission. Les expériences de synthèse de super-lourds essaient de sélectionner une énergie optimale de projectile qui permet de maximiser la section efficace de fusion tout en minimisant l'énergie d'excitation et donc la probabilité de fission. Typiquement les énergies d'excitation de ces expériences varient entre 10 et 50 MeV et mènent à la production d'un résidu d'évaporation précédé par l'évaporation de quelques neutrons [15]. La synthèse des super-lourds, test par excellence de l'influence des effets de couches, devient cependant de plus en plus difficile à réaliser avec l'augmentation de la masse des systèmes comme le montre la figure 1.2 extraite de [15]. Dernièrement, l'élément $Z=117$ a été synthétisé, avec une section efficace estimé à environ 1,3 pb, après 70 jours d'irradiation [16] et l'élément $Z=118$, avec une section efficace de 0,5 pb, après 45 jours d'irradiation [17]. Une simple extrapolation basée sur la figure 1.2 montre que les intensités de faisceau et les temps d'expérience nécessaires pour espérer synthétiser des éléments de $Z \gtrsim 120$ deviennent impraticables.

La principale limitation des expériences de synthèse est donc l'obligation de créer les noyaux super-lourds à suffisamment faible énergie d'excitation pour conserver une section efficace de production des résidus d'évaporation accessible expérimentalement. Ceci impose l'utilisation de certains couples projectile-cible relativement asymétriques ou bien l'utilisation de cibles ou de projectiles présentant un nombre magique de protons ou de neutrons. Toutefois, il est possible d'augmenter l'énergie cinétique des projectiles pour augmenter les sections efficaces de fusion. Ceci conduit cependant à des énergies d'excitation plus importantes et donc à une augmentation des probabilités de fission et d'émission de particules. Malgré la probabilité faible d'observer un résidu d'évaporation lorsque l'énergie d'excitation devient importante, la présence de fragments de fission (par opposition à la quasi-fission) peut servir de témoin de l'existence d'une barrière de fission. La difficulté

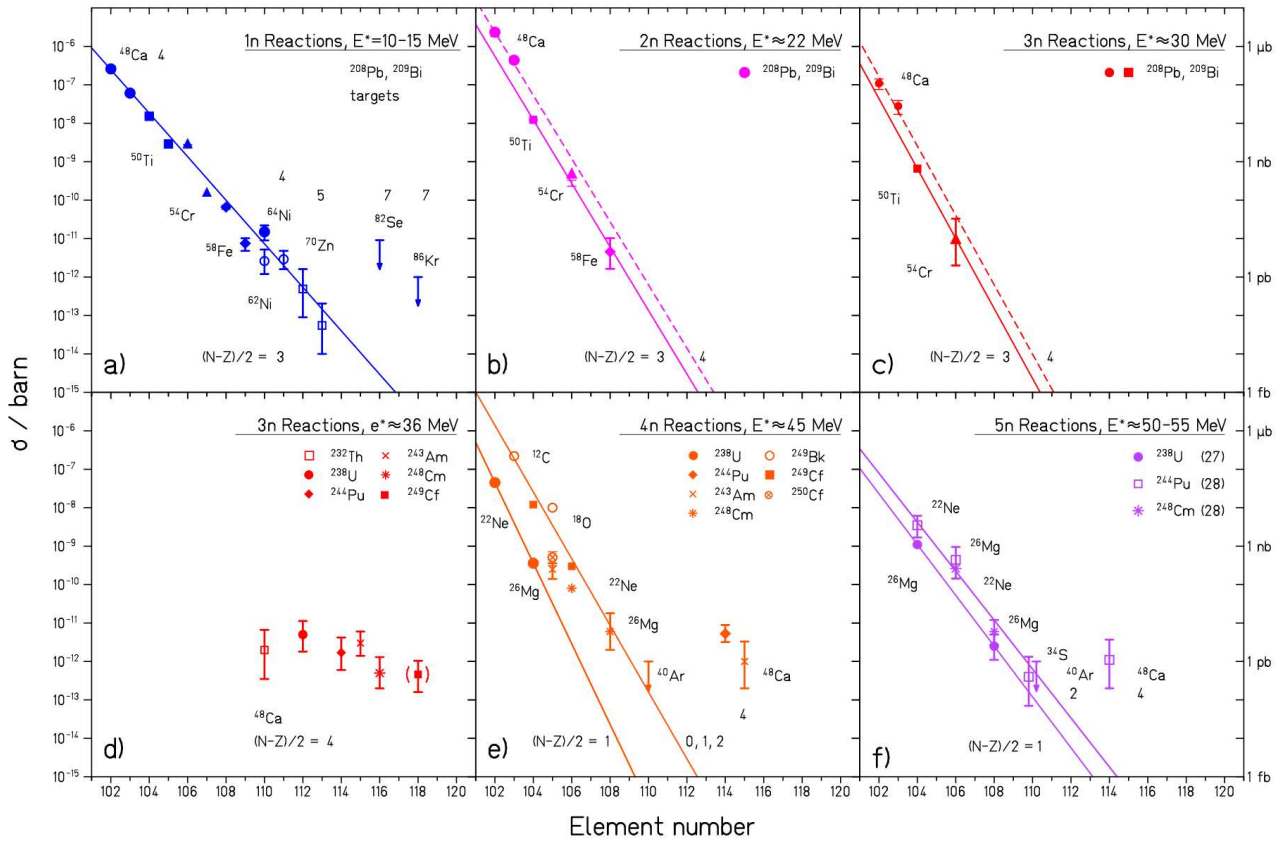


FIG. 1.2 – Sections efficaces de synthèse d'éléments super-lourds pour les voies de réaction indiquées, tirée de [15].

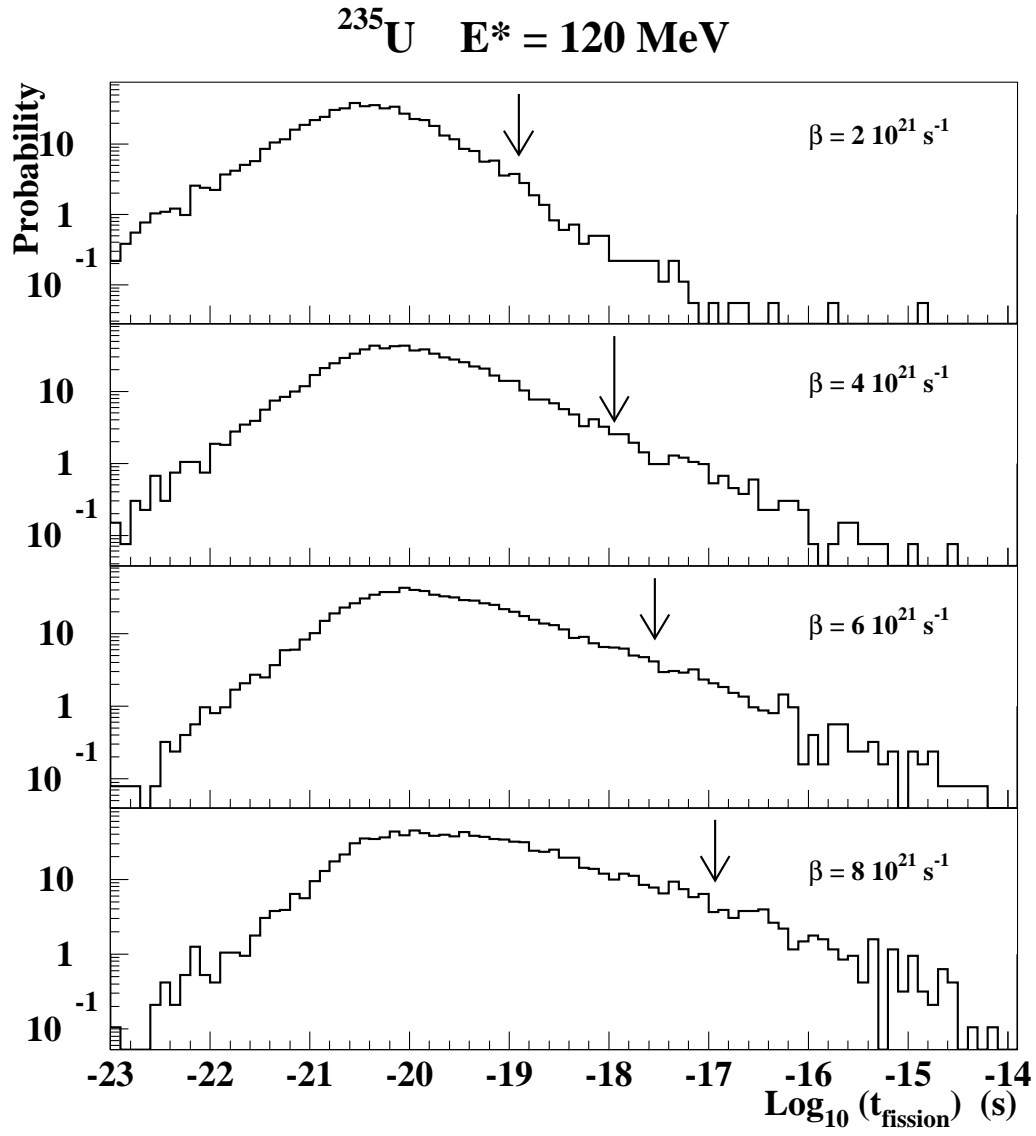


FIG. 1.3 – Distributions des temps de fission pour différents coefficients de friction. Tirées de [18].

consiste donc à caractériser les événements de fusion suivie de fission parmi une grande quantité d'événements de quasi-fission. Il est en effet possible de déterminer, à l'aide des distributions angulaires ou des distributions en masse des fragments [19, 13, 20, 21], une présence dominante du processus de fission ou de quasi-fission. Cependant, pour déterminer la présence d'une faible fraction d'événements de fission noyés dans un large fond d'événements de quasi-fission, il est nécessaire de recourir à d'autres méthodes. Pour séparer les deux mécanismes il est possible de se baser sur leurs temps caractéristiques qui sont très différents. J. Töke et al. [19] ont montré à l'aide des distributions angulaires mesurées pour des processus de quasi-fission induits pour plusieurs systèmes que la rotation moyenne des systèmes composites durant leur scission correspondait à des temps de réaction de l'ordre de 10^{-21} s, un temps caractéristique du processus de quasi-fission. La fission, quant à elle, est un mécanisme dynamique ralenti par la friction nucléaire. De plus, elle est en compétition statistique avec d'autres voies de désexcitation (voir section 2.1). Cette compétition crée une distribution de temps de fission très large pouvant atteindre des valeurs très longues. La figure 1.3 montre, dans le cas d'un noyau d'uranium, des distributions de temps de fission calculées pour différents paramètres de friction β [18]. Nous voyons que pour l' ^{235}U (dont la barrière de fission est environ 3 fois plus faible que celles prédites pour les noyaux doublement magiques à température nulle), la distribution des temps de fission s'étend, pour la plus faible friction considérée, jusqu'à environ 10^{-17} s, soit quatre ordres de grandeur de plus que le temps caractéristique de la quasi-fission. La mesure des temps de réaction permet donc de mettre en évidence la formation d'un noyau composé super-lourd, des temps de réaction mesurés beaucoup plus longs que les temps caractéristiques de la quasi-fission constituant la preuve de la présence d'une barrière de fission importante.

La méthode d'ombre dans un cristal (voir section 2.3) a ainsi été appliquée avec succès [22] à la mesure des temps de fission des éléments super-lourds $Z=114$, 120 et 124. Pour les systèmes composés de 120 et 124 protons, parmi l'ensemble des événements provenant des mécanismes de quasi-fission et de fusion-fission, la mesure des temps de réaction a permis de discerner au moins 8% (pour $Z=120$) et 12% (pour $Z=124$) d'événements avec des temps de réaction plus longs que 10^{-18} s, donc provenant de la fission de noyaux de $Z=120$ et 124. En revanche, aucune preuve de l'existence de noyaux de $Z=114$ n'a pu être ainsi obtenue. Des limitations techniques importantes, liées aux cibles cristallines de grande qualité indispensables pour appliquer cette méthode, empêchent cependant son utilisation pour explorer les régions susceptibles de constituer des îlots de stabilité. Par opposition à la technique d'ombre dans les monocristaux, la technique de mesure de temps par fluorescence X (voir section 2.4) ne présente pas de limitation sur les systèmes

qui peuvent être étudiés. Elle est sensible, comme nous allons le voir, à des gammes de temps de réaction comparables aux gammes atteintes par la technique d'ombre dans les monocristaux. Dans le présent travail, nous allons appliquer pour la première fois cette technique à l'étude des noyaux super-lourds. Pour valider la méthode, nous allons étudier essentiellement le système $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$ à 6,6 MeV/A, un système très voisin du système $^{238}\text{U} + ^{\text{nat}}\text{Ni}$ à 6,6 MeV/A étudié dans [22, 23]. Nous ferons d'abord un rappel au chapitre 2 sur les temps de fission et les différentes techniques permettant leur mesure et nous justifierons le choix de la technique de fluorescence X. Nous présenterons ensuite le système que nous allons étudier au chapitre 3 et les caractéristiques des spectres de fluorescence X attendus pour notre expérience. Le chapitre 4 sera consacré au dispositif expérimental et le chapitre 5 présentera l'analyse des données. Finalement, le chapitre 6 exposera les résultats obtenus ainsi que les conclusions sur les temps de réaction mis en jeu.

Chapitre 2

À propos des temps de fission

2.1 Rappel sur la désexcitation des noyaux lourds

La stabilité des noyaux repose sur un équilibre entre la force nucléaire, attractive, et la force électrique, répulsive. Un système composite qui n'est pas lié par un potentiel (par exemple, le système composé formé au cours d'une réaction de quasi-fission) décroît très rapidement vers d'autres noyaux plus stables. Il est alors inapproprié de parler de noyau pour un tel système, il est plus rigoureux de parler d'une résonance. Bohr et Wheeler ont établi un modèle [24] décrivant la fission nucléaire comme résultant du franchissement d'une barrière de potentiel appelée barrière de fission. Ils ont calculé à l'aide du modèle de la goutte liquide l'énergie potentielle d'un noyau en fonction de sa déformation. Cette énergie potentielle présente, pour des noyaux liés, un maximum à une déformation q_{selle} , appelée le point selle, au-delà de laquelle le noyau va nécessairement évoluer vers la déformation correspondant au point de scission, le point où deux fragments distincts sont formés et se repoussent. La différence de potentiel entre la déformation correspondant à l'état fondamental et le point de selle correspond alors à la barrière de fission.

Pour fissionner, un noyau doit donc, s'il dispose d'une énergie d'excitation inférieure à la barrière de fission, franchir celle-ci par effet tunnel ou, s'il dispose d'une énergie d'excitation suffisante, se déformer au delà du point de selle. Dans tous les cas, la fission sera en compétition avec une émission de particules (neutron, proton, α , γ) qui doit être modélisée. La barrière de fission n'est donc pas une grandeur physique directement mesurable. Les connaissances expérimentales que nous en avons proviennent généralement d'une modélisation des probabilités de fission mesurées. En ce qui nous concerne, nous

allons plutôt nous intéresser à des noyaux très excités et plus précisément au temps de fission du système super-lourd de $Z=120$ excité à des énergies bien supérieures à la barrière de fission. Dans le cadre d'une approche purement statistique, le temps de vie du noyau à chacune des étapes de sa désexcitation est donné par :

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_{fission} + \Gamma_{particule}} \quad (2.1)$$

où $\Gamma_{fission}$ et $\Gamma_{particule}$ représentent respectivement les largeurs accessibles par la fission et par l'émission de particules. Le temps de fission du noyau initial sera donné par les temps de vie cumulés de chacun des noyaux transitoires formés au cours de la cascade de désexcitation avant fission.

Une expression classique pour la largeur de fission a été proposée par Bohr et Wheeler [24]. Elle est basée sur le rapport des densités de niveaux entre le noyau dans un état non déformé et le point selle.

$$\Gamma_f^{BW} = \frac{1}{2\pi\rho_{gs}(E^*)} \int_0^{E^*-B_f} \rho_{sd}(E^* - B_f - \epsilon) d\epsilon \quad (2.2)$$

où $\rho_{gs}(E^*)$ est la densité de niveaux correspondant à la déformation de l'état fondamental pour une énergie d'excitation E^* , $\rho_{sd}(E^* - B_f - \epsilon)$ la densité de niveaux au point selle et B_f la barrière de fission.

$\Gamma_{particule}$ peut être calculé dans le formalisme classique de Weisskopf-Ewing [25] pour une émission d'une particule p d'énergie E_p à partir d'un noyau composé (CN) d'énergie E , laissant un noyau d'énergie $U_p = E - B_p - E_p$ où B_p est l'énergie de liaison de la particule :

$$\Gamma_{particule} = \frac{1}{\omega_{CN}(E_{CN})} \frac{(2I_p + 1)\mu_p E_p}{\pi^2 \hbar^2} \sigma_p(E_p) \omega(U_p) dE_p \quad (2.3)$$

, où $\omega_{CN}(E_{CN})$ est la densité de niveaux du noyau composé à l'énergie E et $\omega(U_p)$ la densité de niveaux du noyau fils à l'énergie finale U_p , μ_p et I_p sont la masse réduite et le spin de la particule émise. L'approche de Weisskopf-Ewing peut être remplacée par celle de Hauser-Feshbach [26], prenant ainsi en compte la conservation du moment angulaire. Pour des émissions de neutrons à partir de noyaux super-lourds, les deux approches donnent des résultats identiques [27].

Il est à noter que ces calculs dépendent de plusieurs paramètres, notamment des den-

sités de niveaux et des énergies de liaison.

Les barrières de fission utilisées par Bohr et Wheeler sont uniquement calculées à l'aide du modèle macroscopique de la goutte liquide. Cependant, à partir de l'observation d'une différence entre les masses mesurées et celles prédites par le modèle de la goutte liquide (formule de masse de Bethe-Weizsäcker), il a été proposé que des corrections quantiques, liées à l'organisation en couches des nucléons, doivent être apportées aux prédictions de la goutte liquide et donc aux barrières de fission calculées à partir de ce modèle [1, 2]. Dans le but d'explorer l'importance des corrections liées au modèle en couches sur les barrières de fission sur les éléments super-lourds, il a été proposé de mesurer les temps de fission des éléments super-lourds.

Il est possible de favoriser la fusion-fission par rapport à la quasi-fission en choisissant des énergies de bombardement bien supérieures à la barrière coulombienne. Il est cependant prédit que l'effet de la structure en couches des noyaux est progressivement atténué avec l'énergie d'excitation E^* [28] conduisant à une dépendance de la barrière B_f avec E^* de la forme :

$$B_f = B_{LDM} - \exp\left(\frac{-E^*}{E_d}\right)\Delta E \quad (2.4)$$

où ΔE est la correction à la barrière de fission macroscopique B_{LDM} (par définition négative ici) et E_d un paramètre d'amortissement, fixé empiriquement à 18,5 MeV par A. Ignatyuk [28] grâce à un ajustement effectué sur l'ensemble des noyaux stables. Nous avons donc choisi d'étudier le temps de fission de noyaux de $Z=120$ formés à une énergie d'excitation d'environ 80 MeV. Pour de tels noyaux (voir section 3.1) la correction due à la structure en couches ne représente plus qu'environ 1% de la correction à température nulle. Cependant l'émission de particules refroidissant progressivement le noyau formé, les temps de fission, suite à l'évaporation de plusieurs neutrons, seront de plus en plus sensibles aux effets de couches. De plus, des calculs microscopiques récents [29] montrent que l'évolution des barrières de fission avec l'énergie d'excitation est beaucoup plus complexe que ce que suggère l'équation 2.4. Notre choix correspond à un compromis entre l'augmentation de la section efficace de fusion et la diminution des effets de couches, ce choix ayant déjà été validé lors des expériences de blocage[30]

L'émission rapide de neutrons avant la fission est d'autant plus probable qu'il a été montré que la probabilité de fission devait être réduite pendant un temps transitoire au début de la réaction [31]. Cette suggestion a été faite pour permettre de reproduire les multiplicités de particules émises avant la scission du noyau [32].

La présence d'un temps transitoire met en exergue la nature dynamique du processus de fission, l'importance de l'aspect dynamique de la fission ayant déjà été prédit plusieurs années plus tôt par H. A. Kramers dans un article traitant d'une manière générale de la friction [33]. Dans cet article H. A. Kramers propose une réduction des largeurs de fission prédites par Bohr et Wheeler en raison de la friction présente dans le milieu nucléaire [33, 34] :

$$\Gamma_{fission} = \hbar\omega_{gs} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\beta}{2\omega_{sd}} \right)^2} - \frac{\beta}{2\omega_{sd}} \right) \Gamma^{BW} \quad (2.5)$$

où ω_{sd} et ω_{gs} sont respectivement les fréquences de l'oscillateur harmonique au point selle et dans l'état fondamental, β un paramètre de friction et Γ^{BW} la largeur de Bohr et Wheeler définie à l'équation 2.2. La conséquence de la friction sera donc double ; d'une part la largeur de fission à l'équilibre est en réalité inférieure à celle de Bohr et Wheeler, d'autre part elle est réduite durant le temps transitoire.

Durant le temps transitoire, l'émission de particules sera grandement favorisée, ce qui contribue à diminuer la température et donc à restaurer les effets de couches. Les barrières de fission pour les éléments super-lourds seront donc augmentées par cette émission rapide, conduisant à des temps de fission de plus en plus longs. La présence d'évènements ayant atteint un temps de fission très long est ainsi un indicateur de l'existence de barrières de fission relativement élevées pour tous les noyaux transitoires formés au cours de la cascade de désexcitation avant fission. La suite du chapitre présentera différentes méthodes qui ont été appliquées à la mesure des temps de fission d'éléments super-lourds, ainsi que la technique de fluorescence X que nous allons utiliser. Le chapitre se terminera par une comparaison de ces différentes méthodes.

2.2 Mesures de multiplicité de particules de pré-scission

La méthode la plus souvent utilisée pour mesurer les temps de fission est la mesure du nombre de particules émises avant et après la scission [35, 36]. Dans la limite où l'émission des particules peut être décrite de manière statistique et où l'émission simultanée de plusieurs particules demeure négligeable, le nombre de particules émises est censée fournir une horloge. Le temps mis par le noyau depuis sa formation et l'équilibration de tous ses degrés de liberté est alors tiré d'un calcul de la compétition entre la fission et l'émission

de particules.

Pour calculer le temps à partir des multiplicités de particules, il est nécessaire de calculer les largeurs d'émission et de fission à partir d'un modèle statistique. Ces calculs sont dépendants de nombreux paramètres parmi lesquels figurent les densités de niveaux et les énergies de liaison des particules émises. L'évolution de ces paramètres est généralement modélisée, conduisant à de grandes incertitudes avec l'augmentation de l'énergie d'excitation, la déformation ainsi que le rapport N/Z . Il est à noter que des noyaux exotiques peuvent être créés lors de la désexcitation rendant ainsi les différents paramètres utilisés encore plus incertains. De plus, les résultats de ces modèles sont très dépendants des conditions initiales supposées. Par exemple, une première analyse effectuée sur une série de mesures de neutrons de pré-scission faites par Hinde et al. conduit, pour l'ensemble des systèmes étudiés, à des temps de fission compris entre 2×10^{-20} s et 6×10^{-20} s [37] alors qu'une analyse ultérieure des mêmes données, prenant en compte des effets dynamiques dans la réaction, conduit à des temps plus longs allant de 5×10^{-20} s à 10^{-18} s [38].

Dans la région des super-lourds, pour le noyau $Z=110$, la mesure de multiplicité de neutrons de pré-scission a été appliquée [39, 40] et perfectionnée grâce à la technique dite de backtracing (retour aux sources) qui permet la meilleure reproduction possible des données, grâce à la corrélation entre les observables [41]. Cette analyse a permis de mettre en évidence les distributions de multiplicités de neutrons présentées sur la figure 2.1. La distribution de neutrons de pré-scission présente 3 maxima, à 4, 6 et 8 neutrons, le maximum à 6 neutrons étant interprété par les auteurs comme étant un artefact résultant des effets pairs-impairs. Les auteurs associent le maximum à 4 neutrons à la quasi-fission et celui à 8 neutrons à la fusion-fission du $Z=110$ (figure 2.1). À partir d'un calcul dynamique couplé à un modèle statistique, Y. Aritomo et al. [42] ont déduit, pour ces données, les distributions de temps présentées à la figure 2.2.

Toutefois, les multiplicités de neutrons de pré-scission ne sont pas sensibles aux temps très longs, comme le montre la figure 2.3. Cette figure, adaptée de [43], présente des distributions de temps résultant essentiellement d'un calcul statistique de désexcitation. Les calculs ont été faits pour des noyaux d'uranium excités à 80 MeV (colonne de gauche) et pour des noyaux composés de thorium formés dans la réaction $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ à 140 MeV. Dans les deux cas, les distributions de temps de fission (ligne supérieure) s'étalent jusqu'à des temps auxquels les émissions de neutrons de pré-scission (ligne inférieure) sont totalement inaccessibles : pour des temps de fission longs, les multiplicités de neutrons ne constituent pas une horloge fiable. Une comparaison des temps moyens obtenus à

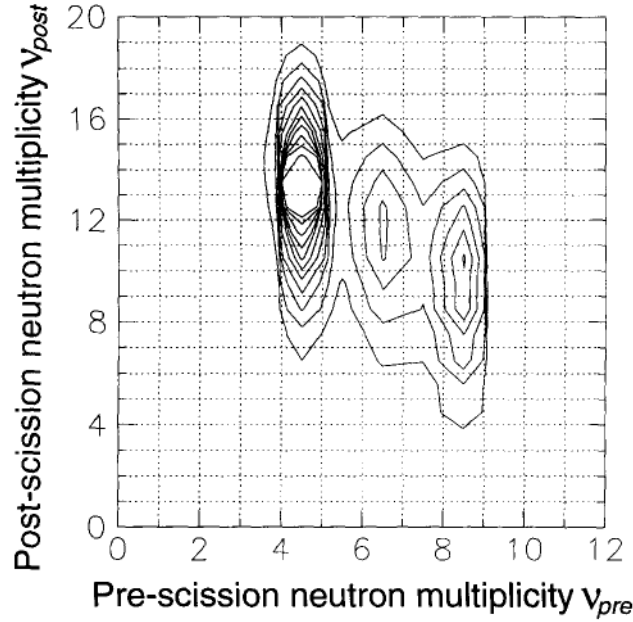


FIG. 2.1 – Corrélation entre les neutrons de pré- et de post-scission obtenue par la méthode du backtracing. Tiré de [39].

partir des multiplicités de neutrons avec ceux obtenus par des méthodes plus directes sera effectuée à la section 2.4.

2.3 Mesures par la technique d'ombre dans un monocristal

Le blocage cristallin utilise la propagation des produits de réaction dans un cristal pour déterminer les temps de fission. Les résultats obtenus ne sont pas dépendants d'un modèle nucléaire. Un monocristal de très haute qualité cristalline est utilisé comme cible. Lors de l'interaction d'un projectile avec un noyau cible appartenant à un axe majeur du cristal, le système composé va reculer et sortir de cet axe. Lors d'une fission de ce système composé, les fragments émis dans la direction de l'axe subiront une force répulsive d'autant plus importante qu'ils sont émis près de l'axe. Les ions émis le plus près de l'axe cristallin subiront un effet maximum et seront déviés de leur trajectoire initiale tandis que les ions émis loin de l'axe subiront peu d'effet et continueront à se propager dans la direction d'émission (figure 2.4). Lors de la détection des produits de réaction pour un mécanisme très rapide tel que la diffusion élastique, un creux est observé dans la distribution angulaire, dans la direction de l'axe cristallin. Le comblement graduel du

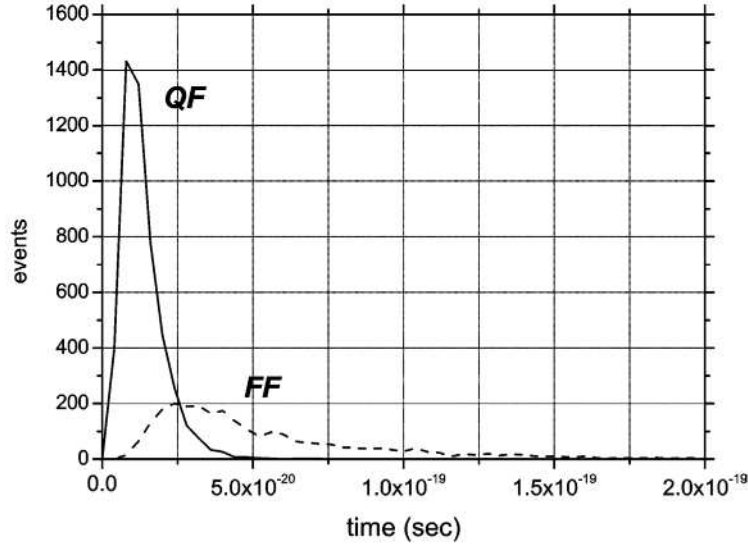


FIG. 2.2 – Temps de fission et de quasi-fission pour le noyau super-lourd $Z=110$ déduits des multiplicités de neutrons par Y.Arimoto et al.[42].

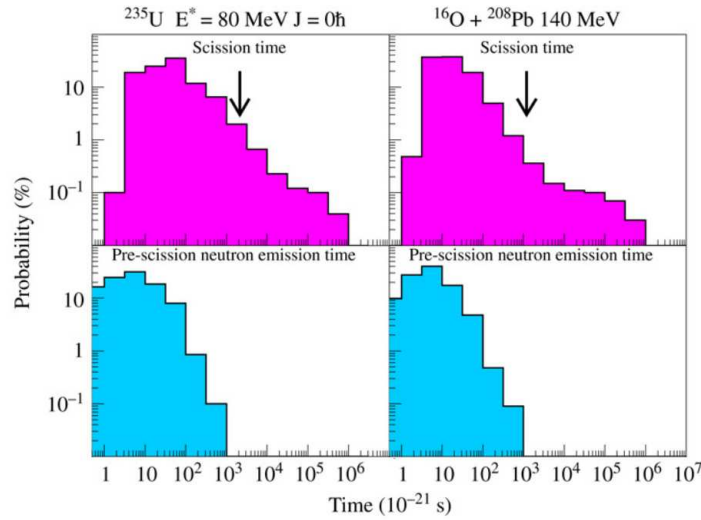


FIG. 2.3 – Calcul des temps de fission et des temps d'émission de neutrons. Les neutrons sont émis sur une échelle de temps plus courte que celle de la fission. La multiplicité de neutrons obtenue en coïncidence avec la fission est donc insensible aux composantes les plus longues des distributions de temps de fission. Adaptée de [43].

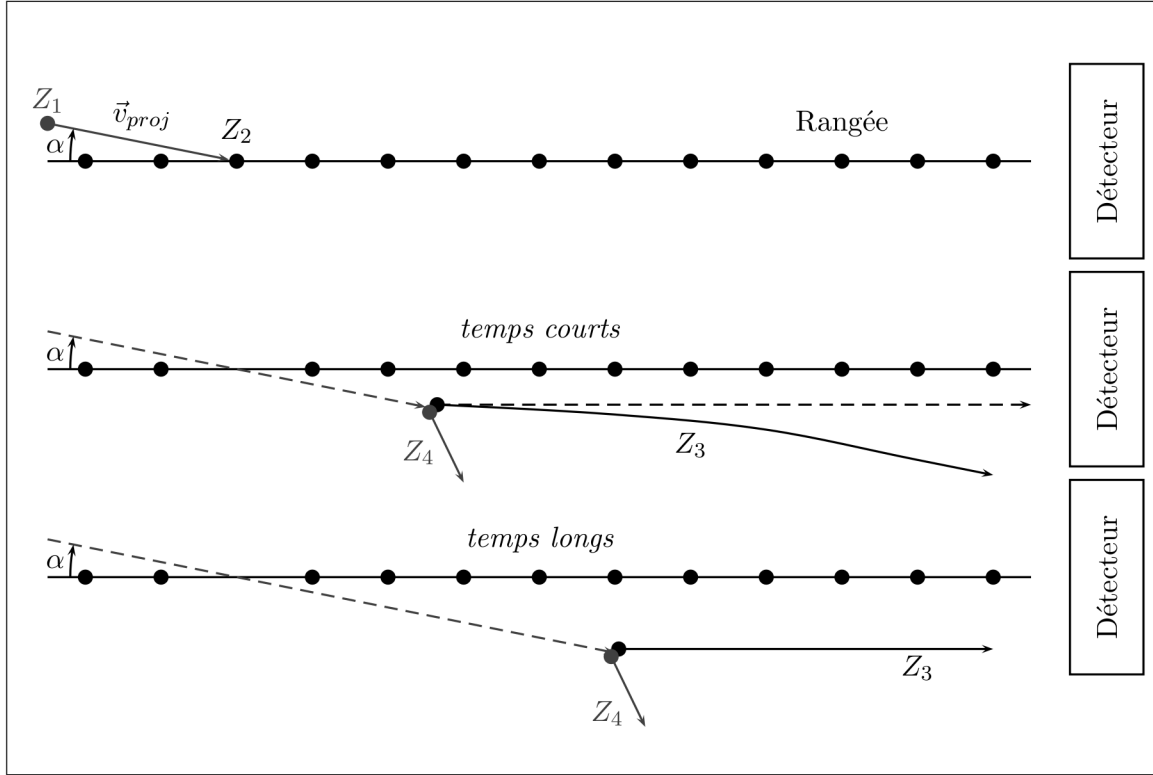


FIG. 2.4 – Principe de la mesure de temps par la méthode du blocage cristallin pour réaction $Z_1 + Z_2 \rightarrow Z_3 + Z_4$, tiré de [23].

creux est observé lorsque les temps de réaction sont de plus en plus longs. Le remplissage du creux, résultat de l'effet d'ombre, est corrélé avec la distance à l'axe lors de l'émission de la particule ou fragment. Connaissant la vitesse de recul du couple projectile-cible, il est ainsi possible de déterminer le temps de réaction.

Pour un cristal parfait, la déviation maximale devrait être ressentie par un ion émis à une distance nulle de l'axe. Cependant, du fait de l'agitation thermique des atomes du cristal, la zone de déviation maximale est la même pour toute une région autour de l'axe du cristal. L'extension de cette région correspond à l'amplitude des vibrations thermiques des atomes du cristal. Les creux de blocage pour des temps du même ordre de grandeur que les vibrations thermiques sont indiscernables les uns des autres, menant à une sensibilité minimum en temps de la méthode. La technique impose des limitations, notamment l'obligation d'utiliser une cible monocristalline mince et suffisamment pure. Lors des expériences une attention particulière doit aussi être apportée pour ne pas utiliser des régions du cristal qui auraient subi des dommages excessifs. La plus grande limitation vient cependant de l'obligation d'utiliser un cible monocristalline, ce qui restreint grandement les systèmes pouvant être étudiés. De plus, il n'est possible de mesurer les

temps de réaction que pour les fragments détectés dans des directions proches d'un axe cristallin majeur, ce qui limite la mesure de la variation des temps de réaction en fonction de l'angle. La méthode présente pour notre application, contrairement à la mesure de multiplicités de neutrons de pré/post scission, l'avantage d'être très sensible aux temps longs et l'inconvénient d'être moins sensible à des temps très courts. Une comparaison des temps déduits de cette technique pour des noyaux proches de l'uranium avec les temps extraits d'autres techniques sera présentée à la section 2.5.

Un des intérêts principaux de cette technique est qu'elle permet de mettre en évidence de façon immédiate, sans recourir à aucun modèle, la présence de temps de fission supérieurs au temps nécessaire au système composé pour sortir du domaine des vibrations thermiques : un remplissage des creux de blocage par rapport à celui mesuré pour la diffusion élastique (ou même par rapport à n'importe quel autre creux mesuré) est la signature expérimentale de la présence de ces temps longs. Cette propriété a été utilisée dans le domaine des super-lourds [18, 22]. Elle a permis de signer la formation de noyaux composés de $Z=120$ et de $Z=124$ formés respectivement dans les réactions $^{238}\text{U}+\text{Ni}$ à 6,62 MeV/u et $^{238}\text{U}+\text{Ge}$ à 6,09 MeV/u et de conclure que parmi les événements de fission et de quasi-fission, le pourcentage d'événements ayant des temps de fission supérieurs à 10^{-18}s est plus grand que 10%. En revanche, une étude similaire n'a pas permis de mettre en évidence la formation de noyaux composés de $Z=114$ lors de la réaction $^{208}\text{Pb} + \text{Ge}$. Dans la suite, nous allons décrire en détail l'expérience $^{238}\text{U}+\text{Ni}$ à 6,6 MeV/u [22, 23] qui a servi de point de départ au présent travail et à laquelle nous ferons fréquemment référence tout au long du manuscrit.

2.4 Mesures par méthode de fluorescence X

L'utilisation de la fluorescence X pour mesurer les temps de vie nucléaires a été proposée initialement par Gugelot [44] en 1962.

Lors des collisions entre un ion et un atome, du fait de l'excitation coulombienne (ionisation directe) et de la réorganisation des orbitales électroniques, des lacunes sont créées dans les couches profondes [45, 46]. Ces lacunes seront éventuellement comblées par des électrons venant de couches supérieures, émettant alors des rayonnements X dont les énergies correspondent aux différences des énergies de liaison des électrons :

$$E_X = U_i - U_f \quad (2.6)$$

où E_X est l'énergie du rayon X émis, U_i et U_f les énergies de liaison de l'électron dans son état initial et final. Pour les couches électroniques internes, les énergies des X varient approximativement comme Z^2 , rendant alors les énergies de ces rayonnements caractéristiques du numéro atomique des noyaux émetteurs. En considérant que les temps de vie du noyau émetteur et des lacunes sont donnés par des exponentielles décroissantes non corrélées alors il peut être montré que la probabilité d'émettre un rayon X caractéristique est en lien avec les deux constantes de temps :

$$P_X = P_{lac} \frac{\tau_{nuc}}{\tau_{nuc} + \tau_{lac}} \omega(E) \quad (2.7)$$

où P_X est la probabilité que le noyau émette un X, P_{lac} la probabilité pour qu'une lacune soit présente, τ_{nuc} et τ_{lac} respectivement les temps de vie nucléaire et des lacunes et finalement $\omega(E)$ le rendement de fluorescence. Considérant qu'il y a plusieurs électrons sur chaque couche électronique, P_{lac} peut être supérieure à 1. Par exemple, la couche la plus interne, la couche K, a 2 électrons, donc pour un rayonnement de type X_k , P_{lac} vaut au maximum 2.

La mesure du nombre d'X caractéristiques résultant de la désexcitation des lacunes créées lors de la collision fournit donc des informations indépendantes de tout modèle nucléaire sur la durée de vie nucléaire. Il convient de noter que dans le cas plus général, des X caractéristiques peuvent également résulter de processus de conversion interne d'un γ ou de capture électronique, constituant une des principales limitations de cette technique.

La probabilité de créer des lacunes dans le cortège électronique d'un noyau composé issu d'une réaction de fusion est généralement estimée à partir du nombre d'X caractéristiques détectés en coïncidence avec un noyau diffusé élastiquement à grand angle. En effet, le paramètre d'impact mis en jeu dans n'importe quelle réaction nucléaire peut être considéré comme équivalent à l'échelle atomique à celui d'une diffusion élastique à grand angle. Nous reviendrons sur cette question à la section 3.3.

La largeur naturelle des raies X caractéristiques d'un élément a été mesurée et tabulée (figure 2.5). Le temps de vie des lacunes t_{lac} est tiré de ces largeurs Γ grâce au principe d'incertitude de Heisenberg :

$$\tau_{lac} = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (2.8)$$

Dans le cas des noyaux super-lourds, le temps de vie de lacunes est inconnu, ainsi que nous le verrons à la section 3.2.1.

L'observation d'X caractéristiques d'un noyau composé et de ses descendants a été

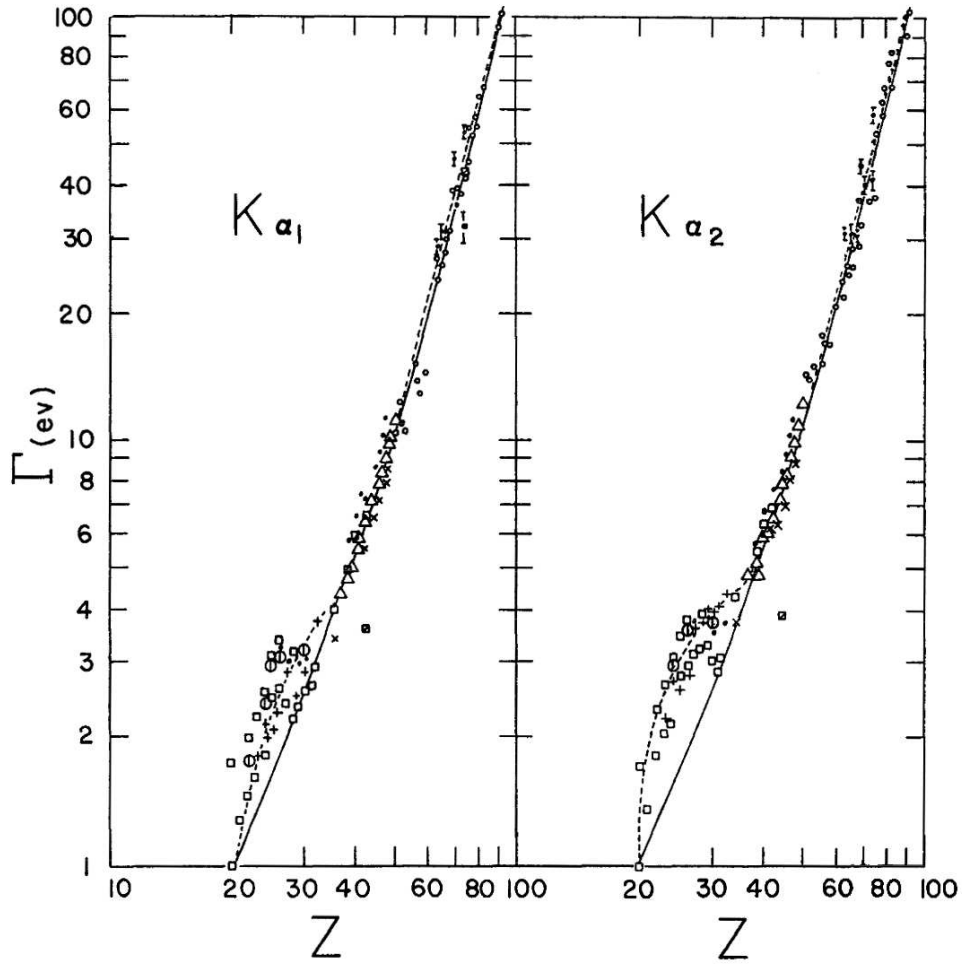


FIG. 2.5 – Largeur des raies K α_1 et K α_2 . Ces largeurs correspondent à des temps d'environ 10^{-15} s pour $Z = 20$ et 6×10^{-18} s pour l'uranium. Extrait de [47].

faite par Chemin et al. pour les réactions $p+^{106}\text{Cd}$ [48] et $p+^{112}\text{Sn}$ par Röhl et al. [49]. Le processus principal de création des lacunes pour ces réactions est l'ionisation directe par le projectile lors de la fusion. Ces expériences ont mesuré le temps de vie de noyaux composés formés par des réactions amenant peu de moment angulaire au système.

La mesure d' X en coïncidence avec un noyau composé formé lors de fusion avec un projectile plus lourd a longtemps été voué à l'échec à cause des importants moments angulaires mis en jeu et du fond γ inhérent. La mesure de temps de fission présente une difficulté supplémentaire car, en plus des γ statistiques venant de la relaxation du moment angulaire du noyau composé, une composante importante venant de la désexcitation des fragments de fission est présente. En revanche, lorsque la technique de fluorescence est appliquée à la fission, ni la conversion interne, ni la capture électronique ne posent de problèmes, ces mécanismes intervenant à des temps bien supérieurs à celui de la fission.

La technique de fluorescence X a été appliquée à la mesure de la composante longue de la fission de l'uranium dans la réaction profondément inélastique $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ à 7,5 MeV par nucléon menant à des temps de fission du quasi-uranium plus grands que ou égaux à $4 \times 10^{-18}\text{s}$ pour une énergie d'excitation de 105 MeV et à $8 \times 10^{-18}\text{s}$ pour une énergie d'excitation de 40 MeV [50]. Dernièrement, Wilschut et al. ont tenté de mesurer les temps de fission des noyaux formés lors de réactions de transfert induites à l'aide d'un faisceau de ^{20}Ne à 30 MeV par nucléon sur une cible de ^{232}Th . Ils ont déduit un temps plus court que $3,2 \times 10^{-18}\text{s}$ pour la fission de $Z=92$ à 120 MeV d'énergie d'excitation et $1,9 \pm 1,5 \times 10^{-18}\text{s}$ pour $Z=93$ à une énergie d'excitation de 145 MeV [51]. Dans tous les cas, la présence d'un fond important a été la limitation principale à la mesure des X en coïncidence avec une réaction nucléaire.

2.5 Comparaison des méthodes

H. Wilschut et V.L. Kravchuk [51] ont effectué une comparaison des temps de fission de noyaux d'uranium qui ont été obtenus à l'aide des deux techniques ne mettant en jeu aucun modèle nucléaire, à savoir la technique de fluorescence X et la technique d'ombre dans un monocristal. La comparaison des résultats est présentée sur la figure 2.6. Les données $\text{U}+\text{Si}$ ont été obtenues par Goldenbaum et al. à l'aide de la méthode d'ombre appliquée à la mesure des temps de fission séquentielle de l'uranium lors de la diffusion sur une cible

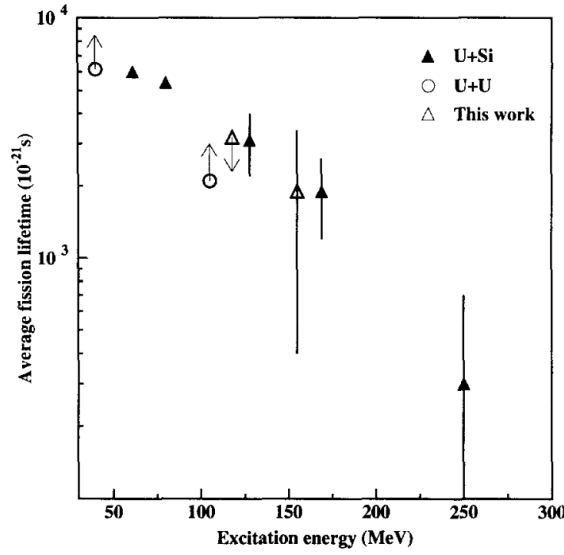


FIG. 2.6 – Comparaison entre les temps moyens mesurés par blocage cristallin et par fluorescence X pour des noyaux d’uranium (extrait de [51]).

de silicium [30]. Les données U+U proviennent des mesures de fluorescence X par Molitoris et al. [50]. Les derniers points notés *This work* réfèrent aux temps de fission obtenus par fluorescence X par Wilschut et al. [51] lors de réactions de transfert sur une cible de thorium produisant un noyau d’uranium. Tous les points de la figure 2.6, malgré de larges barres d’erreur, montrent un bon accord entre eux mais sont difficilement compatibles avec les temps obtenus avec les multiplicités de neutrons de pré-scission. De nombreuses valeurs de temps déduits des multiplicités de neutrons sont trouvées dans la littérature pour les noyaux d’uranium. À titre d’exemple, pour des noyaux d’uranium, on trouve des valeurs moyennes de temps de fission de $5,8 \times 10^{-21}$ s à une énergie d’excitation de 97 MeV [52], $1,2 \times 10^{-20}$ s à 80 MeV [53], 5×10^{-19} s à 40 MeV [54], soit des valeurs plus courtes par quelques ordres de grandeur que celles de la figure 2.6. Même les ordres de grandeur obtenus après réanalyse des données en incluant des effets dynamiques [38] conduisent pour les noyaux dans la région de l’uranium à des temps moyens de l’ordre de 10^{-19} s pour des énergies d’excitation entre 80 et 120 MeV, temps qui doivent être comparés aux quelques 10^{-18} s tirés à partir des techniques directes. Ce désaccord s’explique aisément grâce à la figure 2.3, déjà présentée, qui met en évidence l’absence de sensibilité des émissions de neutrons aux temps longs dans la fission.

Chapitre 3

Approche expérimentale

Puisque la technique de blocage cristallin dans les monocristaux a été appliquée avec succès aux mesures de temps de fission de super-lourds, il est intéressant de poursuivre ces mesures sur d'autres systèmes, permettant ainsi de définir d'éventuels îlots de stabilité. Cependant, le nombre de cibles monocristallines compatibles avec la méthode d'ombre est relativement limité. Un certain nombre de systèmes (présentés à la section 2.3) ont déjà été étudiés mais il est maintenant difficile, voire impossible, d'étudier de nouveaux systèmes. La comparaison des temps de fission effectuée par H. Wilschut et V.L. Kravchuk (figure 2.6) montre que les temps obtenus à l'aide de la technique d'ombre et la fluorescence X sont compatibles. La méthode de fluorescence X est donc une méthode appropriée à la mesure de composantes longues des temps de fission. Dans le but de s'affranchir des limitations inhérentes à la méthode d'ombre dans les monocristaux, nous avons choisi d'appliquer la méthode de fluorescence X aux mesures de temps de fission de noyaux super-lourds.

3.1 Choix du système et rappel sur le système $^{238}\text{U} + \text{Ni}$ à 6,6 MeV/A

3.1.1 Choix du système

Pour développer la méthode de fluorescence X en l’appliquant aux mesures de temps de fission des éléments super-lourds, nous avons choisi un système très proche du système $^{238}\text{U} + \text{Ni}$ à 6,6 MeV/A [23, 22] qui a déjà été étudié par la technique d’ombre dans les monocristaux. Cette étude avait permis de mettre en évidence l’existence de noyaux composés de $Z=120$. Lors de cette expérience la cible était composée de nickel naturel. Cette composition de cible était imposée en l’absence de monocristaux minces enrichis isotopiquement. Pour l’application de la méthode de fluorescence X il est possible de travailler avec des cibles amorphes enrichies isotopiquement. Nous avons donc choisi d’étudier le système $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$ à 6,6 MeV/A conduisant au noyau composé $^{302}\text{Z}120$ avec une énergie d’excitation (pour un noyau composé formé à mi-cible) de 79 MeV. Nous avons bombardé une cible de ^{64}Ni de 2,0 mg/cm² par une faisceau d’uranium à 6,6 MeV/A accéléré par le cyclotron CSS1 du GANIL. Pour ce système l’angle d’effleurement du projectile est de 14,3° et de 49,7° pour la cible. Pour rappel, l’énergie d’excitation est bien supérieure à la barrière de fission prédite qui se situerait aux alentours de 7 MeV, selon P.Moller, J.R. Nix, W.D. Myers et W.J. Swiatecki [3] (voir chapitre 1). La cible de ^{64}Ni a été choisie pour se rapprocher de la fermeture de couche de neutrons prédite à $N=184$. Il est en effet attendu que la proximité de la fermeture de couche augmente la stabilité du noyau créé.

3.1.2 Rappel sur le système $^{238}\text{U} + \text{Ni}$ à 6,6 MeV/A

Dans la suite de ce manuscrit, nous allons souvent nous référer aux résultats obtenus pour le système $^{238}\text{U} + \text{Ni}$ à 6,6 MeV/A [23, 22] lors d’une expérience utilisant la technique d’ombre dans un monocristal. Dans cette expérience, les produits issus des réactions nucléaires étaient détectés et identifiés par le multidétecteur INDRA [55], couvrant un angle solide voisin de 90% de 4π , ainsi que par un télescope dit de « blocage » situé à 20° et permettant une mesure très précise de la distribution angulaire afin de déterminer les creux de blocage. Pour tous les détecteurs, une identification en Z très précise des produits de réaction a été obtenue grâce à un étalonnage à l’aide de plusieurs faisceaux (U, Pb, Xe, Kr) à différentes énergies couvrant les domaines des énergies détectées. Le

télescope à 20° fournissait une identification en Z et en énergie des fragments lourds ($Z > 15$) tandis que INDRA fournissait en plus de l'identification en Z et en énergie, la multiplicité des fragments de masse intermédiaire ($3 \leq Z \leq 15$) et des particules légères. Tous les produits de réaction étaient ainsi détectés en coïncidence et identifiés, permettant une détermination sans ambiguïté des mécanismes de réaction mis en jeu.

La figure 3.1 donne le numéro atomique des produits de réaction détectés dans le télescope de blocage en fonction de l'énergie à mi-cible, c'est-à-dire l'énergie lors de l'émission du fragment en supposant que la réaction s'est produite à mi-cible. 4 zones sont indiquées sur la figure. Elles sélectionnent 4 groupes de fragments issus de différents mécanismes de réaction. La sélection I est centrée sur $Z=92$ entre $E=800$ et $E=1100$ MeV. Le Z et l'énergie de ces événements permettent de conclure qu'il s'agit de diffusion inélastique du projectile. La statistique sur ces événements est cependant trop faible pour permettre de déterminer les multiplicité de particules. La sélection II ($27 \leq Z \leq 28,9$) est centrée sur le Z de la cible. Les faibles multiplicités de particules légères et de fragments de masse intermédiaire $m_{PLC}=3 \times 10^{-3}$ et $m_{IMF}=4 \times 10^{-4}$ sont compatibles avec la faible excitation du projectile et de la cible lors de la diffusion quasi-élastique.

La nature des fragments observés dans les zones III et IV a été déterminée à l'aide de la somme des Z des fragments détectés et des multiplicités de particules légères. La figure 3.2 montre la somme des Z (Z_{tot}) des fragments lourds ($Z > 15$) détectés dans INDRA et dans le télescope de blocage en fonction du Z détecté dans le télescope de blocage (Z_{T2}) pour les multiplicités de particules lourdes ($Z > 15$) $m=2$ et $m=3$. Le Z_{T2} permet de découper la figure pour retrouver les sélections III ($35 \leq Z \leq 60$) et IV ($65 \leq Z \leq 85$) définies à la figure 3.1. Pour les événements de multiplicité 3 on observe une distribution d'événements ayant, en moyenne, $Z_{tot} = 122,1$. Ces événements peuvent être interprétés comme des événements pour lesquels un fragment de fission séquentielle de l'uranium a été détecté dans le télescope de blocage et le fragment partenaire ainsi que la cible de recul quasi-élastique ont été détectés dans INDRA. Il est important de noter que pour ces événements de fission séquentielle de l'uranium quasiment aucun des fragments détectés n'a un Z_{T2} supérieur à 65. Pour les événements de multiplicité 2 on observe, quelque soit le Z_{T2} , une distribution d'événements ayant un Z_{tot} d'environ 120. Z_{tot} de 120, pour une multiplicité de 2, indique la séparation binaire d'un système composé de la totalité des protons du projectile et de la cible. Les fragments proviennent donc soit d'un mécanisme de quasi-fission, soit d'un mécanisme de fusion suivie de fission d'un système de Z proche ou égal à 120. Un deuxième groupe de fragments est observable pour une multiplicité

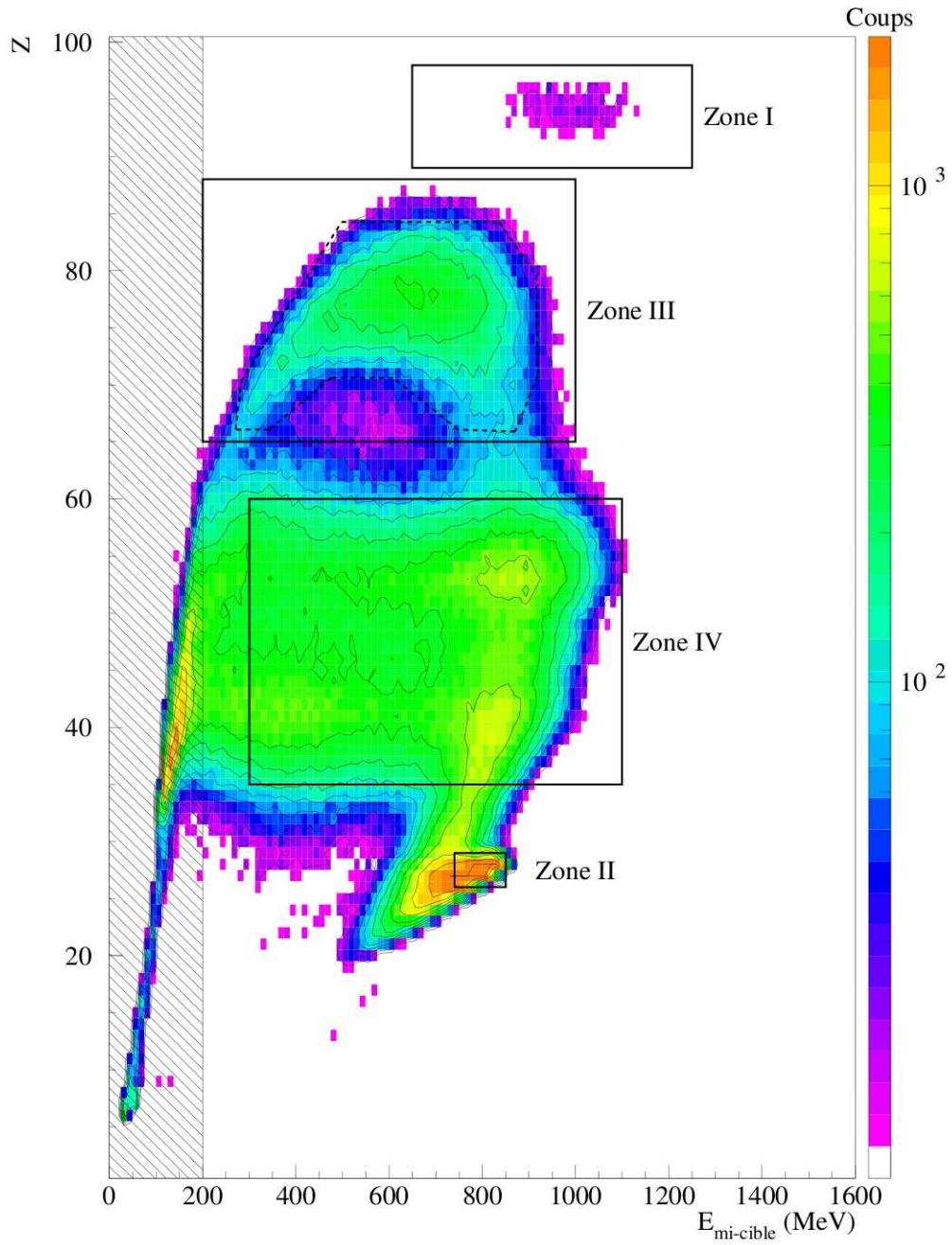


FIG. 3.1 – Produits de réaction détectés à 20° dans la réaction $^{238}\text{U} + \text{Ni}$ à $6,6 \text{ MeV/A}$, figure extraite de [23].

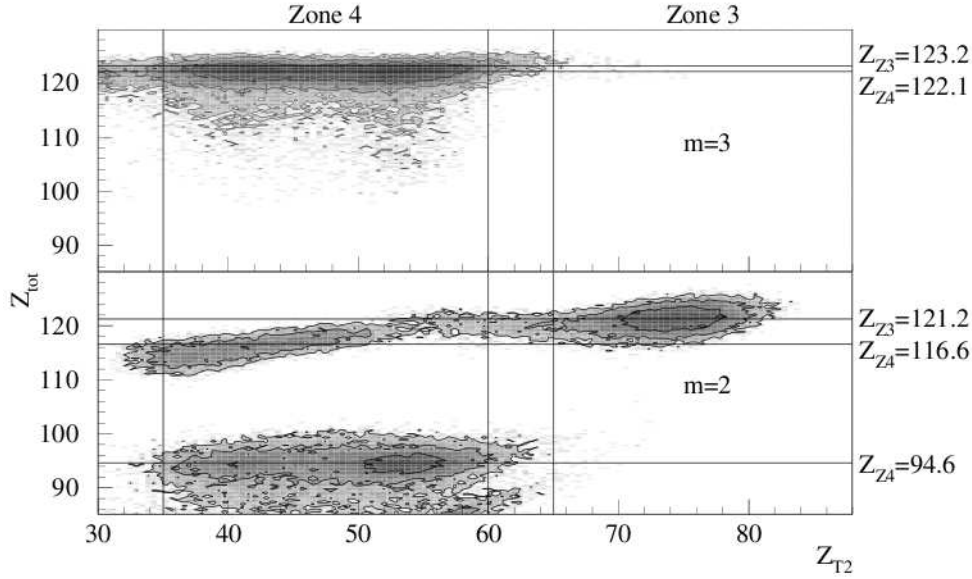


FIG. 3.2 – Somme des numéros atomiques de l’ensemble des fragments lourds ($Z > 15$) détectés sur un angle solide de 4π en fonction du Z du fragment détecté dans le télescope de blocage situé à 20° . La figure du haut correspond aux évènements ayant une multiplicité de fragments lourds égale à trois tandis que celle du bas correspond à une multiplicité de fragments lourds égale à 2. Tirée de [23].

$m=2$, caractérisé par un Z_{tot} moyen de 94,6, très semblable au Z du projectile 92. La distribution en Z de ces fragments associée à une multiplicité $m=2$ est semblable à celle des fragments avec une multiplicité $m=3$. Il est donc raisonnable de supposer que ces fragments proviennent d’évènements de fission séquentielle pour lesquels le recul élastique de la cible n’a pas été détecté.

Les fragments détectés à 20° avec $Z_{T2} \leq 65$ ont donc 2 origines, soit une fission séquentielle d’un noyau d’uranium, soit une (quasi-)fission d’un système de $Z=120$. En revanche, une simple sélection de $Z_{T2} > 65$ permet de supprimer la fission séquentielle de l’uranium et de sélectionner des fragments de (quasi-)fission du système $Z=120$. La précision de la détermination des numéros atomiques ne permet cependant pas de conclure que le système composite ayant émis les fragments a effectivement un $Z=120$. Néanmoins, les faibles valeurs des multiplicités de particules légères chargées et de fragments de masse intermédiaire $m_{PLC} = 5,9 \times 10^{-2}$ et $m_{IMF} = 3,8 \times 10^{-3}$, en coïncidence avec les fragments pour $65 \leq Z \leq 85$ indique que pour la quasi-totalité des évènements de (quasi-)fission aucune particule chargée autre que les fragments n’a été émise avant ou après la fission. Malgré la résolution limitée et les erreurs sur la détermination du Z , il est donc tout à fait justifié d’affirmer que les fragments observés pour un $Z > 65$ proviennent de la (quasi-)fission du système composite $Z=120$.

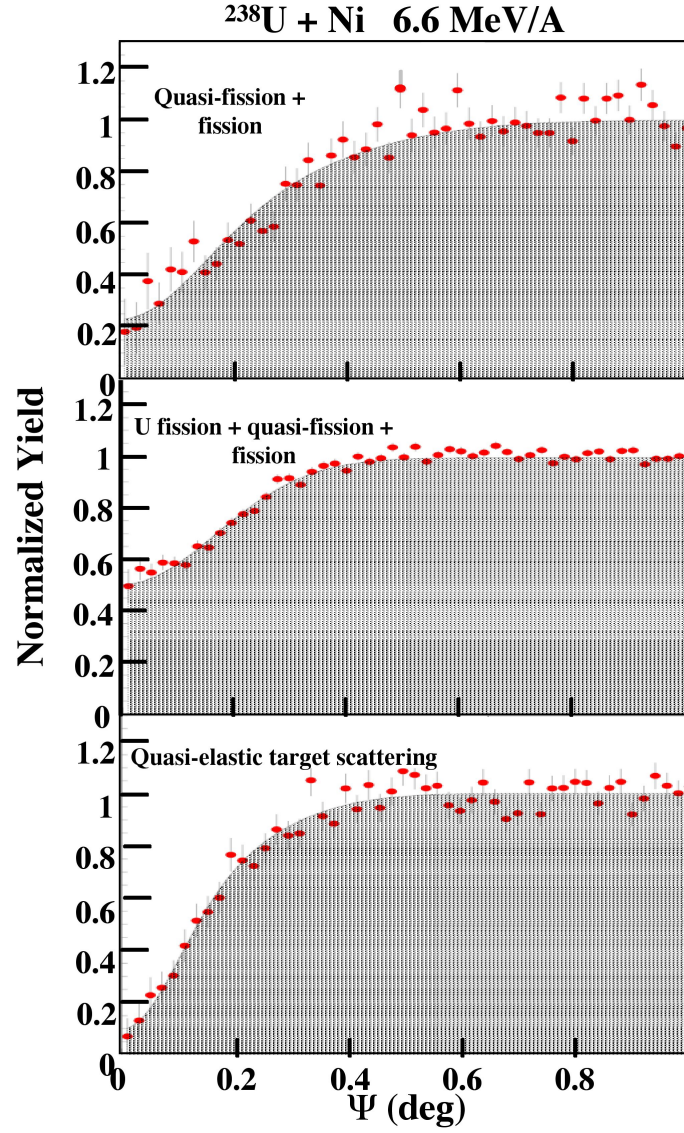


FIG. 3.3 – Creux de blocage constitués à partir des distributions angulaires de fragments mesurés à 20° en coïncidence avec la zone III (figure du haut), la zone IV (figure du milieu) ou la zone II (figure du bas) (tirée de [23]).

Les creux de blocage présentés sur la figure 3.3 ont été constitués à partir des fragments détectés dans le télescope de blocking T2, pour les différentes zones que nous venons de présenter, à l'exception de la zone I qui ne contient pas suffisamment de statistique pour permettre de constituer un creux de blocage significatif. La grandeur qu'il faut considérer pour évaluer les temps de réaction est le pourcentage de remplissage du creux de blocage ; les fragments émis à des temps très longs subiront peu l'effet de l'axe cristallin et seront détectés dans la direction de l'axe. Pour rappel, les fragments émis lors d'un processus très rapide sont déviés par l'axe cristallin : leur distribution angulaire est alors marquée par un creux dans la direction de l'axe. Tous les ions émis dans la direction de l'axe et à l'intérieur du domaine des vibrations thermiques des ions du cristal vont ressentir le même effet de blocage. L'amplitude des vibrations thermiques donne ainsi la limite de sensibilité inférieure en temps qui peut être atteinte avec la méthode, ici évaluée à $\sim 10^{-18}$ s. Dans notre cas, le remplissage minimal du creux a été évalué à l'aide du creux de blocage constitué en coïncidence avec la diffusion inélastique de la cible et donne un remplissage de 10%. En comparaison pour la zone III, contenant uniquement des événements de (quasi-) fission, le comblement du creux de blocage atteint 20%. Les 10% supplémentaires de comblement proviennent d'événements qui ont un temps de fission supérieur à la limite de sensibilité, c'est-à-dire qu'au moins 10% des événements de (quasi-)fission du système composite $Z=120$, détectés à 20° , ont un temps supérieur à 10^{-18} s. Le creux de blocage a aussi été constitué en coïncidence avec la zone IV montrant un comblement du creux de blocage de 50%, soit au moins 40% des événements montrant un temps plus long que 10^{-18} s. Cependant, les fragments de cette région proviennent aussi de la fission de l'uranium séquentielle à la diffusion quasi-élastique ou inélastique.

3.2 Technique de fluorescence X appliquée au système



3.2.1 Énergies caractéristiques et temps de vie des lacunes

Un des premiers défis liés à l'utilisation des X caractéristiques du noyau $Z=120$ provient du manque de connaissance expérimentale de l'énergie des X. Il faut donc se référer à des prédictions théoriques. Nous avons utilisé l'approche MCDF (Multi-Configuration-Dirac-Fock) [56, 57]. L'approche Dirac-Fock est équivalente à l'approche Hartree-Fock mais prenant en compte les effets relativistes du mouvement des électrons pour les ions lourds.

Ces deux approches utilisent un principe variationnel pour déterminer les valeurs propres de l'hamiltonien atomique. Les énergies et les probabilités de transitions ont été calculées par J. Bruneau [58] et par M. Trassinelli [59] qui a utilisé le programme MCDFGME développé par P. Indelicato et J. Desclaux [60], les 2 programmes donnant des résultats identiques. Les énergies pour les transitions K d'un atome de $Z=120$ ionisé une fois sont présentées dans le tableau 3.1. Sont aussi affichées les valeurs des énergies prédites à partir d'une approche Dirac-Fock par T.A. Carlson et C.W. Nestor[61] pour un atome ionisé une fois ainsi que les valeurs déduites des différences d'énergie entre les niveaux d'un atome neutre calculées par Fricke et Soff [62] dans une approche Dirac-Fock-Slater. Il est à noter l'excellent accord entre les trois méthodes qui prédisent l'énergie des raies avec un écart inférieur à 1 keV.

Les probabilités de transition entre les niveaux ont été calculées dans l'approche MCDF [58]. Ces probabilités de transition déterminent le temps de comblement des lacunes. Elles sont présentées dans le tableau 3.1 dans la colonne intitulée «P transition». Elles sont du même ordre de grandeur pour les raies $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$, trois fois plus petites pour la raie $K_{\beta 1}$ et six fois plus petites pour la raie $K_{\beta 3}$. Pour les autres raies les probabilités de transition peuvent être négligées en raison de leurs valeurs plus faibles. Le temps de vie τ_K d'une lacune K est donc prédit être de $2,8 \times 10^{-18} \text{s}$ (équation 3.1), une valeur tout à fait compatible avec les composantes à long temps de fission mesurées lors des expériences de blocking,

$$\tau_K = \frac{1}{P(K_{\alpha 1}) + P(K_{\alpha 2}) + P(K_{\beta 1}) + P(K_{\beta 3})} = 2,8 \times 10^{-18} \text{s} \quad (3.1)$$

3.2.2 Élargissement des raies caractéristiques résultant du temps de vie nucléaire ; influence des processus moléculaires

Lors des collisions nucléaires où la vitesse des électrons sur les couches internes est beaucoup plus grande que celle du projectile, les électrons ajustent adiabatiquement leur trajectoire dès qu'ils ressentent le champ combiné du projectile et de la cible. On rentre alors dans le régime des orbitales moléculaires [63, 64, 65, 66]. La figure 3.4, adaptée de [67] indique le domaine d'application de cette théorie en fonction du rapport du numéro atomique des deux partenaires et du rapport de la vitesse du projectile sur celle d'un

Raie	Niveau initial	Niveau final	E MCDF (keV)	P transition ($\times 10^{17} \text{s}^{-1}$)	E Carlson (keV)	E Fricke (keV)
K_{α_2}	$2p_{1/2}$	$1s_{1/2}$	183,6	1,2	183,50	183,9
K_{α_1}	$2p_{3/2}$	$1s_{1/2}$	199,8	1,6	199,62	200,12
K_{β_3}	$3p_{1/2}$	$1s_{1/2}$	218,7	0,19	218,66	219,06
K_{β_1}	$3p_{3/2}$	$1s_{1/2}$	222,7	0,42	222,63	223,12
$K_{\beta_5''}$	$3d_{3/2}$	$1s_{1/2}$	223,6	1×10^{-3}		223,967

TAB. 3.1 – Énergie des X-K pour les raies principales de $Z=120$ avec leur appellation selon la notation de Siegbahn ainsi que les transitions correspondantes. Les énergies MCDF ont été calculées [58] à l'aide d'un code MCDF, les énergies Carlson et Fricke sont tirées des références [61] et [62].

électron en couche K. Les domaines indiqués par SCA et PWBA correspondent respectivement aux approximations «semi-classiques» [68, 69, 70, 71] et «Plane Wave Born Approximation» développées pour les réactions plus asymétriques ou à de plus grandes vitesses de projectile [72, 73, 74, 75]. Le domaine d'applicabilité de l'approximation dite des orbitales moléculaires est indiqué par MO. Notre système $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$, en cinématique inverse, se situe bien dans le régime des orbitales moléculaires.

La figure 3.5 présente un diagramme de corrélation des orbitales moléculaires pour un système lourd, relativement asymétrique, $\text{I}+\text{Au}$. Nous voyons que les électrons les plus internes n'atteindront l'énergie de la couche K du noyau composé (1s de l'atome unifié) que progressivement avec une transition continue depuis l'énergie de la couche K du projectile. Pour prendre en compte cet effet, R. Anholt [76] a développé une théorie d'émission d'X moléculaires et nous allons examiner ses conséquences dans notre cas.

R. Anholt a montré à l'aide de la théorie de Weisskopf [77] que le nombre de photons émis dans l'intervalle en fréquence $[\omega, \omega + d\omega]$ est donné par

$$dI(\omega) = \frac{4}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{\omega}{\hbar} |D_{if}(\omega)|^2 d\omega \quad (3.2)$$

où $D_{if}(\omega)$ est la transformée de Fourier de la matrice de transition dipolaire $D(R(t))$ qui évalue la conversion d'énergie cinétique en énergie électromagnétique :

$$D_{if}(\omega) = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} D_{if}(R(t)) \exp \left\{ i \int_0^t [\omega - \omega_{if}(t')] dt' - \frac{\Gamma t}{2} \right\} dt \quad (3.3)$$

Γ est ici la largeur totale de décroissance de la lacune et le terme en $\Gamma/2$ est ajouté

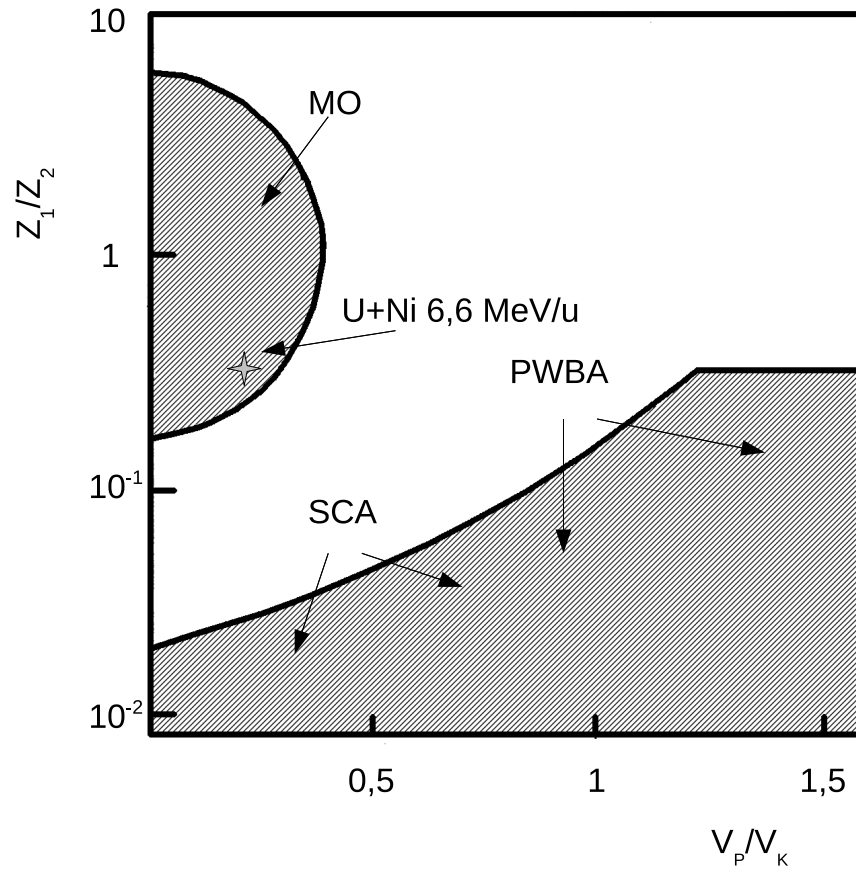


FIG. 3.4 – Domaine d'application des différentes approximations utilisées pour les modèles de collisions atomiques. Les explications des différents régimes sont données dans le texte (Adapté de [67, 45]).

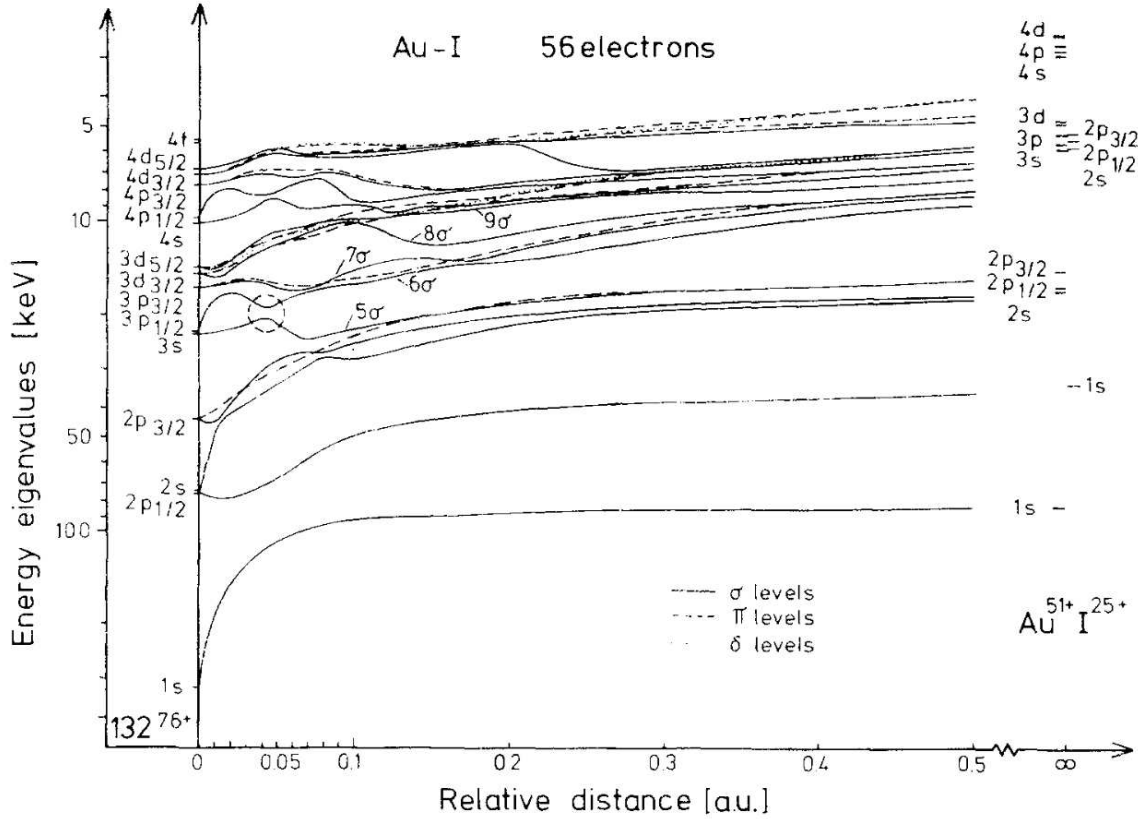


FIG. 3.5 – Diagramme d'orbitales moléculaires de I+Au, tirée de [78].

pour reproduire, lorsque D_{if} et ω_{if} sont constants, la forme lorentzienne naturelle pour la décroissance d'un atome isolé.

Lors d'une réaction menant à la formation d'un noyau composé suivie de fission, l'intégrale peut être divisée en 3 parties.

$$\sqrt{2\pi}D_{if}(\omega) = \int_{-\infty}^0 \dots + \int_0^T \dots + \int_T^{+\infty} \dots \quad (3.4)$$

où T est le temps de scission. Pour l'intervalle $[0, T]$, $D_{if}[R(t)] = D_{if}[R(0)]$ et $\omega_{if}(t')$ sont constants. La matrice de transition de l'atome unifié se réduit donc à :

$$D_{AU}(\omega) = \frac{D_{if}(R=0)}{i[\omega - \omega_{if}(0)] - \Gamma_{AU}/2} [\exp\Delta(T) - 1], \quad (3.5)$$

où

$$\Delta = i[\omega - \omega_{if}(0)]T - \Gamma_{AU}T/2, \quad (3.6)$$

Γ_{AU} étant la largeur de décroissance naturelle de la lacune. L'émission d' X moléculaires dans les voies d'entrée et de sortie ($\int_{-\infty}^0$ et $\int_T^{+\infty}$) va modifier la forme des raies émises. Des fragments de fission (typiquement dans notre cas des noyaux équivalents à l'iode et l'or) se déplaçant à des vitesses relatives de l'ordre du cm/ns vont mettre environ 5×10^{-18} s pour

parcourir 1 u.a. . Nous voyons sur la figure 3.5 que l'énergie de la couche K de l'atome séparé d'Au est atteinte à des distances très inférieures à 1 u.a., de l'ordre de 5×10^{-2} u.a., soit en des temps de l'ordre de quelque 10^{-19} s, beaucoup plus courts que les temps de vie des lacunes résiduelles. L'émission d'X moléculaires en voie de sortie et d'entrée ne va donc, dans notre cas, que créer un fond continu et ne devrait que peu modifier les raies émises par le noyau composé. Nous pouvons donc considérer que $\int_{-\infty}^0 = \int_T^{+\infty} \simeq 0$)

Pour un temps de vie du noyau composé τ , la probabilité d'émettre un X d'énergie $\hbar\omega$ devient :

$$\frac{dP_{cn-mo}}{d\omega} \sim \int_0^\infty \frac{dt}{\tau} \exp(-t/\tau) \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi}} D_{AU}(\omega) \right|^2. \quad (3.7)$$

Le résultat de l'équation 3.7 a été interprété par R. Anholt [76] comme une conséquence du principe d'incertitude de Heisenberg. L'équation 3.7 sera utilisée à la section 3.2.5 pour simuler dans le cas de la réaction $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$ la largeur des raies X_K du noyau composé.

3.2.3 Élargissement dû aux configurations électroniques

En conditions expérimentales, les atomes créés sont dans des états d'ionisations élevées, avec des distributions de configurations électroniques très larges. Lors des calculs, il est important de considérer les différentes configurations électroniques pouvant mener à l'émission d'un X-K. Pour estimer l'importance de cet effet, J. Bruneau [58] a effectué des calculs MCDF pour différentes configurations. Selon les configurations choisies, l'énergie de la raie $K_{\alpha 1}$ d'un $Z=120$ varie entre 199.8 keV pour un ion ionisé une fois, c'est-à-dire une lacune sur la couche K, jusqu'à 207.4 keV pour une ion hydrogénoïde. Une telle configuration avec un seul électron est cependant peu réaliste vu les probabilités de trouver une lacune en couche K très inférieures à 1 (voir section 6.6). La configuration atomique la plus probable est bien entendu intermédiaire à ces deux cas extrêmes. Il est cependant difficile de calculer la distribution des différentes configurations mises en jeu mais elle sera certainement très large : les différentes raies caractéristiques vont être sensiblement déformées par cet effet. En revanche, les temps de vie des lacunes sont relativement peu affectés par la distribution des configurations : pour un ion présentant une lacune en couche K, les probabilités de transition sont modifiées de moins de 9% pour les différentes configurations considérées.

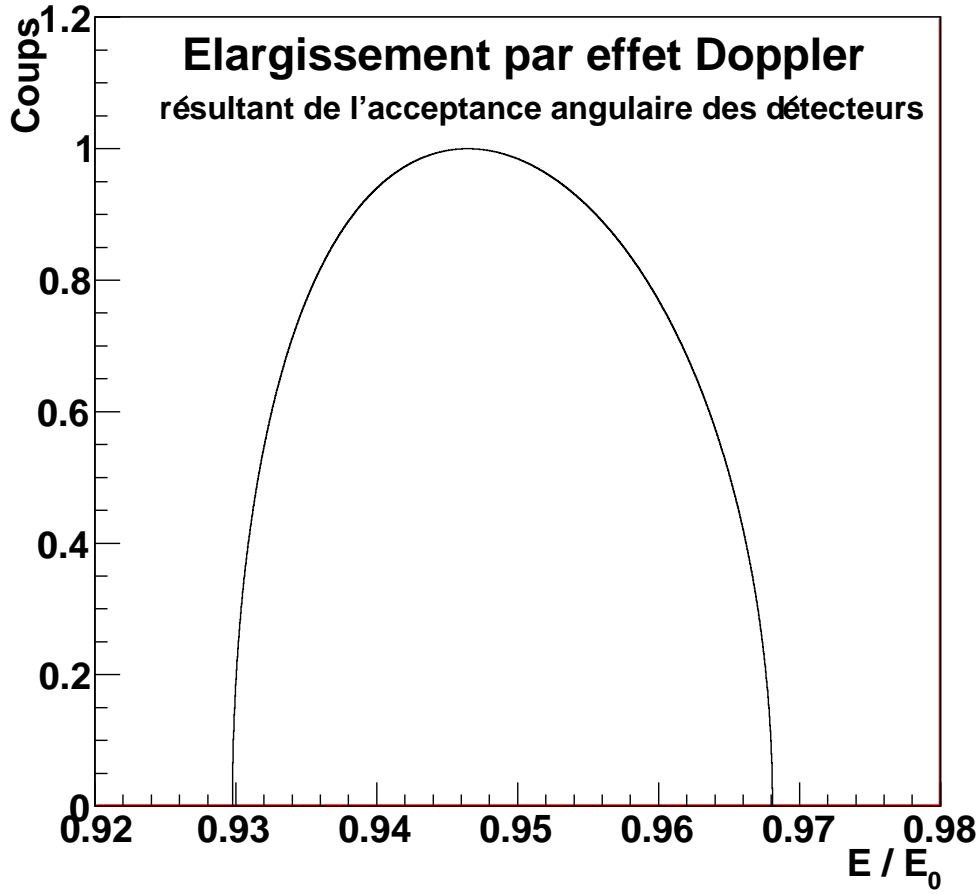


FIG. 3.6 – Élargissement Doppler dû à l'acceptance angulaire des détecteurs germanium calculé pour un photon émis par un noyau reculant à 0° et à la vitesse du centre de masse.

3.2.4 Élargissement par effet Doppler

Dans l'expérience que nous allons décrire au chapitre 4, les détecteurs d'X sont très proches de la cible pour maximiser l'angle solide couvert et ils sont placés par rapport au faisceau à un angle de 127° . Le grand angle solide couvert par les détecteurs germanium (0,204 stéradian) cause un élargissement important des raies observées à cause des différences d'effet Doppler pour les photons détectés aux différents angles du détecteur. La figure 3.6 montre le décalage et l'élargissement en énergie qu'une raie d'énergie E_0 isotrope dans le centre de masse subit. On peut voir qu'une raie subira un élargissement de 3% à mi-hauteur.

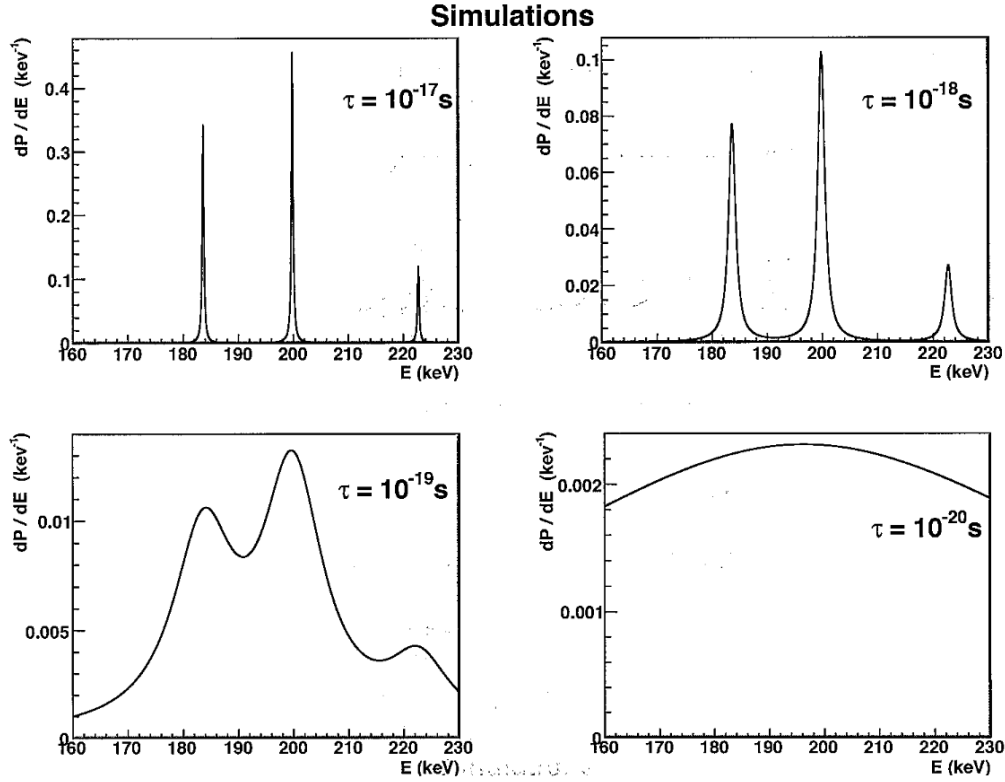


FIG. 3.7 – Simulations de l'élargissement des raies X_K dû au temps de fission du noyau , pour le noyau $Z=120$.

3.2.5 Simulation de l'élargissement total des raies

La figure 3.7 représente les spectres en énergie calculés à partir de l'équation 3.7 pour les raies $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ et $K_{\beta 1}$ caractéristiques de l'élément $Z=120$ en considérant 4 temps de vie τ ($\tau = 10^{-17} \text{ s}$, $\tau = 10^{-18} \text{ s}$, $\tau = 10^{-19} \text{ s}$, $\tau = 10^{-20} \text{ s}$) de ce noyau. L'énergie de ces raies, leur probabilité d'occurrence pour une lacune en couche K et le temps de vie de la lacune K ont été pris d'après les prédictions du modèle MCDF présentées à la section 3.2.1, tableau 3.1. Nous voyons que les trois raies constituant ces spectres sont clairement séparées pour des temps de vie supérieurs à 10^{-19} s , mais que la séparation est perdue dès que le temps de vie devient inférieur à 10^{-19} s . Les temps de vie inférieurs à 10^{-20} s (donc typiquement les événements de fission très rapide et de quasi-fission dans notre cas) vont essentiellement contribuer à créer un fond continu sous les raies, mais avec une probabilité à 200 keV (raie $K_{\alpha 1}$) réduite d'au moins un facteur 200 par rapport à 10^{-17} s . Cette figure montre donc que l'observation d'un pic à l'énergie caractéristique, même si les raies ne sont pas séparées, est la signature de la présence de temps de vie plus longs que 10^{-19} s .

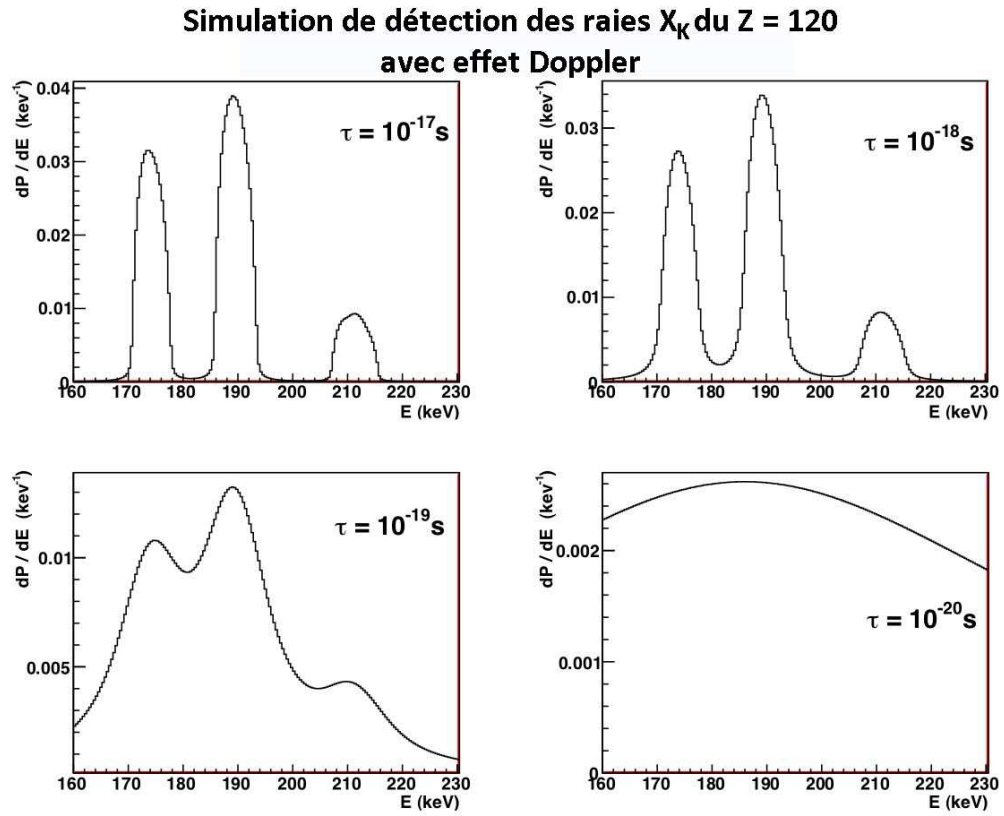


FIG. 3.8 – Simulations de l'élargissement des raies X_K de l'élément de $Z=120$ dû à l'effet Doppler pour une émission à partir d'un résidu d'évaporation.

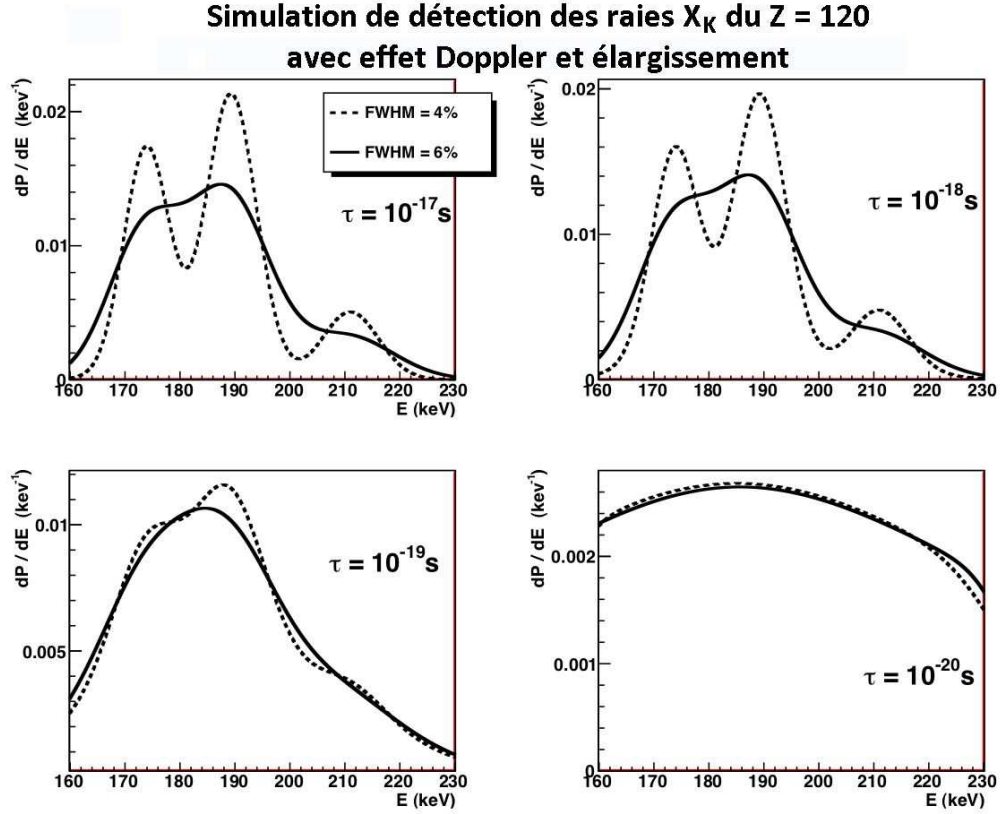


FIG. 3.9 – Simulation de l'élargissement total des raies X_K de l'élément de $Z=120$ comprenant les effets liés aux temps de fission, l'effet Doppler et un élargissement supposé gaussien de 4 ou 6% de la largeur totale à mi-hauteur.

Comme nous l'avons vu à la section 3.2.4 les raies présentées sur la figure précédente vont être élargies et déplacées par effet Doppler. La figure 3.8 montre les spectres obtenus en incluant l'effet Doppler pour les 4 temps de vie considérés à la figure 3.7. Nous observons, outre le décalage en énergie attendu, un élargissement très significatif. Cependant, les raies demeurent séparées pour des temps de vie de 10^{-18} s. En revanche, la probabilité d'observer des raies caractéristiques à 190 keV (raie $K_{\alpha 1}$ après décalage Doppler) pour un temps de vie de 10^{-20} s n'est plus réduite que d'un facteur 15 (au lieu de 200) par rapport à un temps de vie de 10^{-17} s.

Nous avons vu à la section 3.2.3 que l'élargissement dû aux différentes configurations électroniques présentes ne pouvait pas être négligé. L'ordre de grandeur maximum de cet effet, estimé grâce à l'approche MCDF, a été trouvé de 4%. Il convient, de plus, d'ajouter d'autres sources d'élargissements : les empilements avec des raies de très basse énergie provenant de la désexcitation des nombreuses lacunes plus périphériques créées, la résolution en énergie des détecteurs, la distribution en vitesse du noyau composé résultant de l'épaisseur de la cible, la distribution en vitesse et en direction du noyau au moment de sa fission, après évaporation de quelques neutrons. Tous ces élargissements sont diffi-

lement quantifiables. Néanmoins, en considérant l'élargissement de 4% dû aux différentes configurations électroniques et le taux d'empilement observé expérimentalement nous pouvons estimer un élargissement total compris entre 4 et 6% . Nous avons donc ajouté, en plus de l'élargissement dû à l'effet Doppler (figure 3.8), des élargissements gaussiens de 4 et 6% de largeurs totales à mi-hauteur. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la figure 3.9. Nous constatons qu'avec un élargissement gaussien de 6%, il est impossible de séparer les raies caractéristiques, quel que soit le temps de vie nucléaire. Pour un élargissement de 4%, les raies peuvent encore être difficilement séparées vers 10^{-18} s, mais cette séparation demandera des nombres de coups importants dans chacune des trois raies. De plus, le rapport des probabilités à 190 keV pour 10^{-17} s et 10^{-20} s n'est plus que d'environ 10, donc des événements de fission et de quasi-fission très rapides vont contribuer de plus en plus à créer un fond continu dans les spectres mesurés. Pour mettre en évidence dans notre expérience des temps de vie du noyau composé $Z=120$ de l'ordre de 10^{-18} s, nous allons donc devoir rechercher, plutôt que trois raies caractéristiques bien séparées, un pic d'environ 60 keV de large, caractéristique de la désexcitation d'une lacune K de l'élément de $Z=120$.

3.3 Création des lacunes en couches profondes

Une des variables qu'il est nécessaire de connaître pour remonter à la probabilité d'émettre des X caractéristiques est le nombre de lacunes présentes dans la couche K. Il n'existe pas, à notre connaissance, de formalisme théorique permettant de prédire ces probabilités pour des systèmes présentant une asymétrie de charge importante et une faible vitesse du projectile relative à celle des électrons.

Il nous faut donc obtenir expérimentalement une estimation de cette probabilité. Nous allons faire deux hypothèses pour estimer le nombre de lacunes en couche K présentes dans l'atome unifié créé lors de la formation d'un système nucléaire composite : 1) supposer que les lacunes créées en couche K dans le projectile en voie d'entrée (et uniquement celles-ci) se transfèrent intégralement à la couche K de l'atome unifié et 2) supposer que dans une diffusion élastique les voies d'entrée et de sortie sont équivalentes. Par rapport à une diffusion élastique, une réaction de fusion s'arrête toutefois à mi-chemin. La figure 3.5 montre que du point de vue énergétique, pour des systèmes asymétriques, seul le partenaire lourd contribue aux lacunes dans l'atome unifié. Pour un système symétrique, la figure 3.10 montre une dégénérescence à faible distance moléculaire de la couche 1s de

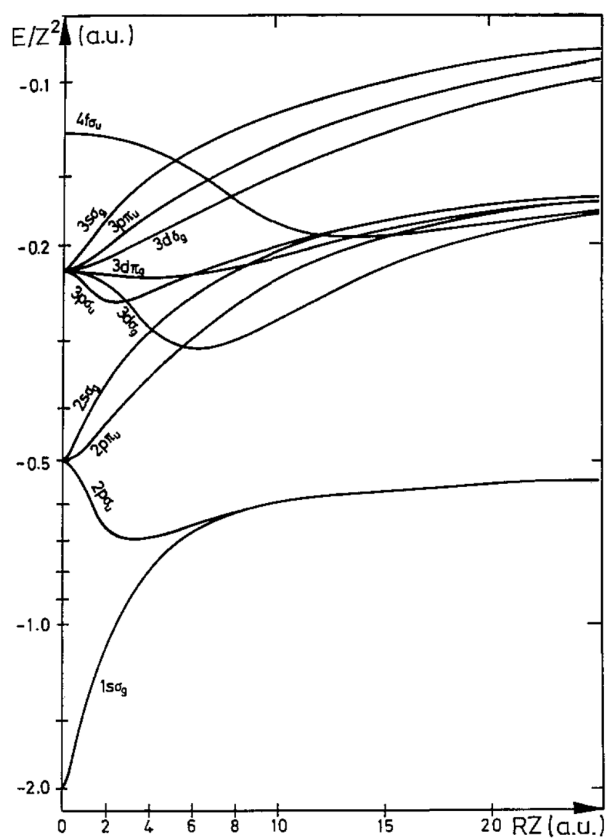


FIG. 3.10 – Diagramme de corrélation pour un système symétrique non relativiste avec un seul électron, tiré de [45].

l'atome lourd permettant ainsi le transfert d'électrons et de lacunes 1s de l'atome lourd séparé à la fois vers les couches 1s_{1/2} et 1p_{1/2} de l'atome unifié [63]. Une dégénérescence de ce type, qui ne se produit cependant pas pour des systèmes asymétriques, conduirait à une augmentation des lacunes dans la voie de sortie de la diffusion élastique donc à une surestimation des lacunes dans l'atome unifié. Il faut noter qu'une telle surestimation ne peut conduire qu'à une sous-estimation de la probabilité d'émission d'X caractéristiques du noyau composé, donc à une sous-estimation des temps de fission.

Puisque, d'un point de vue atomique, une réaction nucléaire centrale est équivalente à une réaction de diffusion élastique à grand angle s'arrêtant à mi-chemin, nous déduirons la probabilité P_K^{AU} de créer une lacune dans l'atome unifié de la probabilité P_K^{el} de créer une lacune dans le projectile diffusé élastiquement par :

$$P_K^{AU} = P_K^{el}/2. \quad (3.8)$$

Chapitre 4

Dispositif expérimental

Pour mettre en évidence la formation de noyaux composés de $Z=120$ et obtenir des informations sur les temps de fission, le dispositif expérimental doit permettre d'atteindre plusieurs objectifs :

- Détecter et identifier en numéro atomique et en énergie au moins un fragment de fission (il a été montré au chapitre 2 [2](#) que la détection d'un seul fragment de $70 \leq Z \leq 90$ est suffisante pour signer la formation d'un système composite de $Z=120$).
- Mesurer les X_K caractéristiques de $Z=120$ en coïncidence avec les événements de fission.
- Détecter des réactions de diffusion élastique et mesurer en coïncidence les X_K caractéristiques du projectile afin d'obtenir la probabilité de création de lacunes K dans le noyau composé (voir [3.3](#)).

Pour atteindre ces objectifs, des ions de $^{238}\text{U}^{31+}$, accélérés à 6,6 MeV/A par le cyclotron CSS1 du GANIL, ont été utilisés pour bombarder une cible de ^{64}Ni de 2,0 mg/cm² et une cible de ^{58}Ni de 1,8 mg/cm². Deux aimants permanents placés de part et d'autre de la cible empêchaient les électrons arrachés lors du passage du faisceau d'atteindre les détecteurs. La détection et l'identification des fragments lourds étaient assurées par trois télescopes composés de chambres à ionisation, suivies de détecteurs silicium à pistes double face. Ces télescopes seront désignés par la suite sous le nom de télescopes FLUOX. La détection des X était assurée par trois détecteurs germanium planaires situés à l'arrière de la cible à $\theta = 127^\circ$ et positionnés symétriquement en ϕ . Considérant la faible probabilité de détection d' X_K de l'élément $Z=120$ et le rapport signal sur bruit très faible prévisible, tous les détecteurs ont été positionnés le plus près possible de la cible afin de couvrir un angle solide maximal et nous avons utilisé l'intensité maximales de faisceau (environ

10^8 ions par seconde) compatible avec le temps mort de notre acquisition (que nous avons limité à 30%). Le prix à payer pour tenter d'obtenir une statistique exploitable de coïncidences entre les fragments de fission et les X_K caractéristiques de $Z=120$ sera donc un taux de coïncidences fortuites avec des photons de basse énergie (essentiellement des X et des γ de l'uranium) très important et souvent gênant. Le traitement de ces coïncidences sera présenté en détail à la section 5.3 et leur influence sur les résultats sera discutée tout au long de la présentation. Les télescopes FLUOX seront décrits en détail au paragraphe suivant (4.1) et les détecteurs germanium à la section 4.2.

Les résultats obtenus avec les télescopes FLUOX et les détecteurs germanium serviront de support principal au présent travail de thèse. Le dispositif expérimental effectivement utilisé visait cependant à atteindre des objectifs supplémentaires, qui ne font pas partie du présent travail :

- Détecter et identifier en Z et en énergie les deux fragments de fission en coïncidence
- Identifier en masse un des fragments de fission
- Suivre l'évolution angulaire vers les petits angles (à l'intérieur de l'angle d'effleurement) de la proportion des événements de fusion suivis de fission parmi les événements de quasi-fission.

Pour atteindre ces objectifs, le spectromètre VAMOS a été utilisé. Il était positionné du côté opposé au faisceau par rapport aux télescopes FLUOX et couvrait des angles compris entre 10° et 25° afin de détecter des fragments de fission complémentaires à ceux détectés dans les télescopes FLUOX. VAMOS permet de faire l'identification en Z et en A des fragments. Un des avantages de VAMOS est que, grâce à son pouvoir de réjection du faisceau, il est possible de détecter des fragments émis à l'intérieur de l'angle d'effleurement. Une description sommaire du spectromètre VAMOS et de la détection associée sera donnée à la section 4.3.

4.1 Les télescopes FLUOX

Les 3 télescopes FLUOX étaient utilisés pour détecter les produits de réaction chargés émis entre $\theta = 16^\circ$ et $\theta = 69^\circ$ (voir figure 4.1). Ils sont composés d'une chambre à ionisation mesurant la perte d'énergie suivie par un détecteur silicium à pistes double face mesurant l'énergie résiduelle pour les produits arrêtés et la position en X et en Y . Le premier télescope (entre 16° et 28°) est situé légèrement au-delà de l'angle d'effleurement du projectile. Pour éviter les empilements liés aux hauts taux de comptage dus à la grande

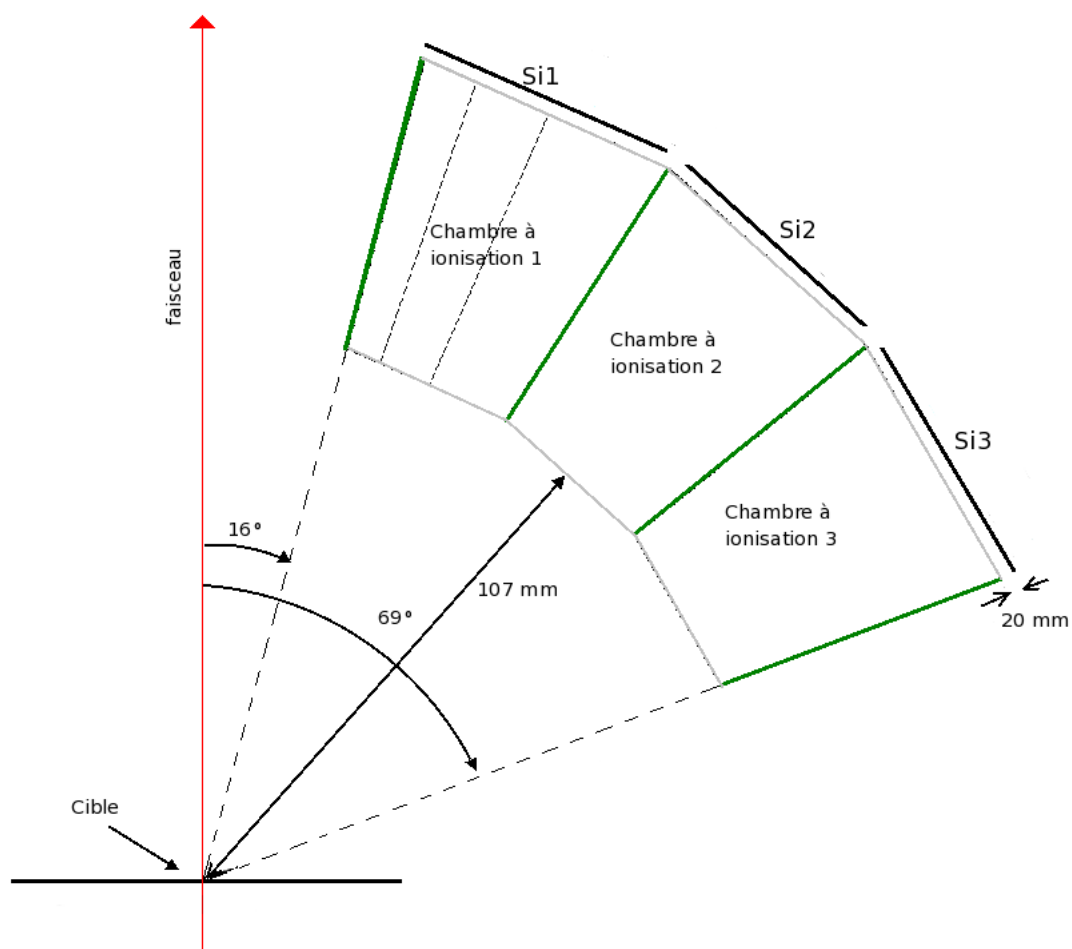


FIG. 4.1 – Positionnement des télescopes FLUOX, vue du dessus. Les traits pointillés représentent les sectorisations de l'anode de la première chambre à ionisation.

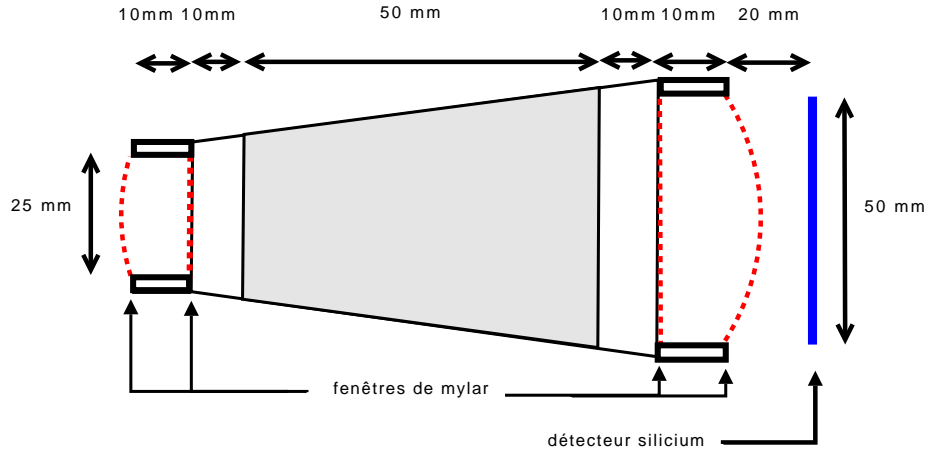


FIG. 4.2 – Vue du dessus d'un des télescopes FLUOX. La zone en gris représente la surface active de l'anode.

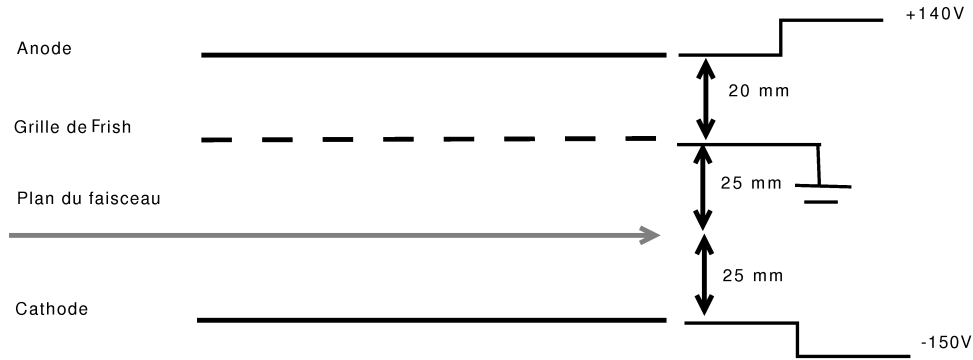


FIG. 4.3 – Vue transversale d'un des télescopes FLUOX.

section efficace de diffusion quasi-élastique aux plus faibles angles de détection, l'anode de la chambre à ionisation est divisée en trois sections. Les séparations entre les sections sont à environ $16,5^\circ$ et $18,0^\circ$. Les deux autres télescopes sont situés entre 36° et 48° pour le deuxième et 56° et 69° pour le troisième, voir figure 4.1.

Les chambres à ionisation sont composées (voir figure 4.2) d'une fenêtre d'entrée de mylar, $1,5 \mu\text{m}$ d'épaisseur, suivie par une deuxième fenêtre de $0,9 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Sur la deuxième fenêtre sont évaporées de minces bandes métalliques servant à rétablir les lignes de champ près des extrémités. Le même principe de double fenêtre est appliqué à l'autre extrémité (figure 4.2). Les fenêtres d'entrée font $25 \times 25 \text{ mm}^2$ et les fenêtres de sortie font $50 \times 50 \text{ mm}^2$. Toutes les fenêtres sont auto-supportées. Une différence de potentiel de 290 V est maintenue entre l'anode et la cathode pour collecter les électrons produits par le passage des particules chargées. Pour supprimer la dépendance avec la position verticale résultant de l'influence des ions positifs sur l'anode, une grille de Frish mise à la terre est insérée sur le trajet des électrons, entre la cathode et l'anode, à 20 mm de l'anode (figure

4.3). Le signal n'est pas collecté sur le premier et le dernier centimètre de l'anode parce que, malgré la deuxième fenêtre, le champ électrique n'est pas uniforme aux extrémités de la chambre. Les effets de bord sur le champ électrique sont également corrigés grâce à des bandes horizontales conductrices dans les circuits composant les parois. La zone active de l'anode est représentée en gris sur la figure 4.2. Le signal collecté par l'anode est passé par un préamplificateur de charge puis amplifié et mis en forme avec une constante de temps de $1\ \mu\text{s}$ par un amplificateur de spectroscopie Ortec 571 (voir figure 4.4). La chambre est gonflée avec du CF_4 à une pression de 20 mbar. L'utilisation du CF_4 permet d'avoir une grande vitesse de dérive des électrons associée à un fort pouvoir d'arrêt. La pression de 20 mbar est un compromis entre un bon rapport signal/bruit et un faible seuil de détection. Le gaz est constamment régénéré par circulation forcée assurée par un régulateur automatique.

L'énergie totale résiduelle est mesurée par des détecteurs silicium situés à l'arrière des chambres à ionisation. Ce sont des détecteurs à pistes, double face, c'est-à-dire qu'il y a 16 pistes verticales sur la face avant (appelées pistes X) et 16 pistes horizontales sur la face arrière (appelées pistes Y). Chaque piste X couvre environ $0,8^\circ$. L'épaisseur totale nominale de chaque détecteur est de $300\ \mu\text{m}$ et la surface active mesure $50\ \text{mm}$ par $50\ \text{mm}$. Les détecteurs silicium sont disposés à l'arrière des chambres à ionisation de manière à ce que tout l'angle solide couvert par les siliciums soit couvert par les chambres à ionisation. En pratique, la piste X qui est située au plus petit angle était partiellement masquée par le cadre de la fenêtre d'entrée de la chambre à ionisation. Les détecteurs sont polarisés sur la face Y par groupe de 4 pistes. Cette configuration permet d'ajuster la tension de polarisation de chaque groupe indépendamment pour compenser les courants de fuite qui apparaissent à cause du dommage causé aux détecteurs par les ions détectés. Chaque piste X et chaque piste Y des détecteurs sont reliées à un préamplificateur de charge. Les signaux des préamplificateurs ont été mis en forme et amplifiés par des amplificateurs CAEN N568B, 16 voies, au format NIM, avec une constante de temps de $1\ \mu\text{s}$.

4.2 Détecteurs germanium

Trois détecteurs germanium à plans parallèles, de géométrie cylindrique, ont été utilisés. La fenêtre d'entrée des détecteurs est une feuille mince de carbone et mesure $0,6\ \text{mm}$ d'épaisseur. Les détecteurs sont conçus pour être utilisés directement sous vide afin de les rapprocher le plus près possible de la cible et de couvrir ainsi un angle solide maxi-

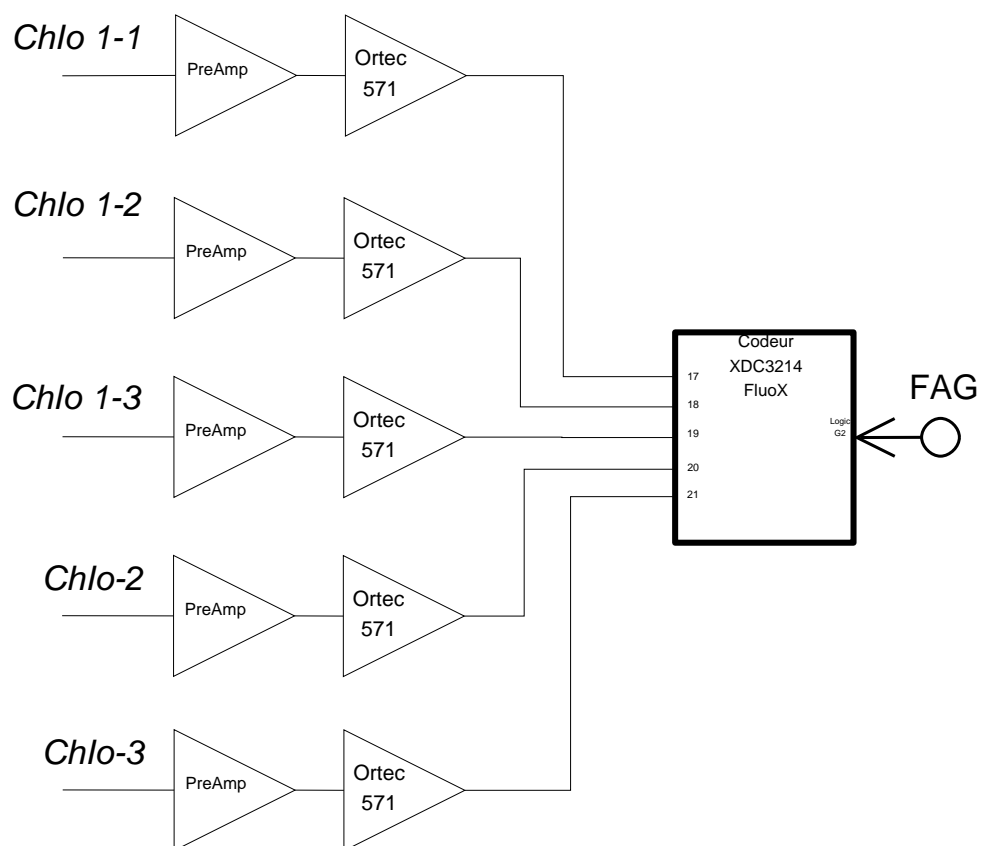


FIG. 4.4 – .

Schéma de l'électronique pour les chambres à ionisation.

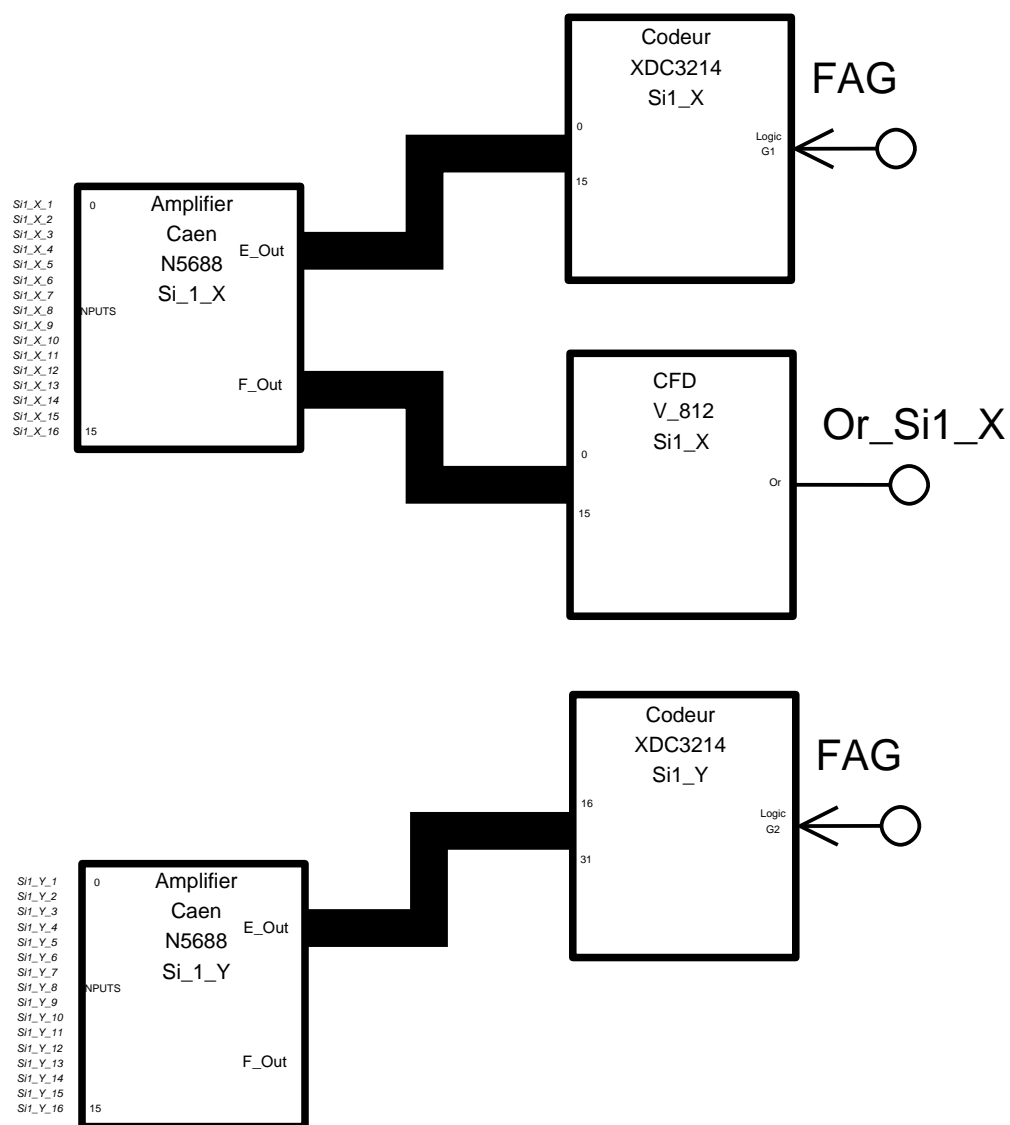


FIG. 4.5 – Schéma de l'électronique des détecteurs silicium des télescopes FLUOX.

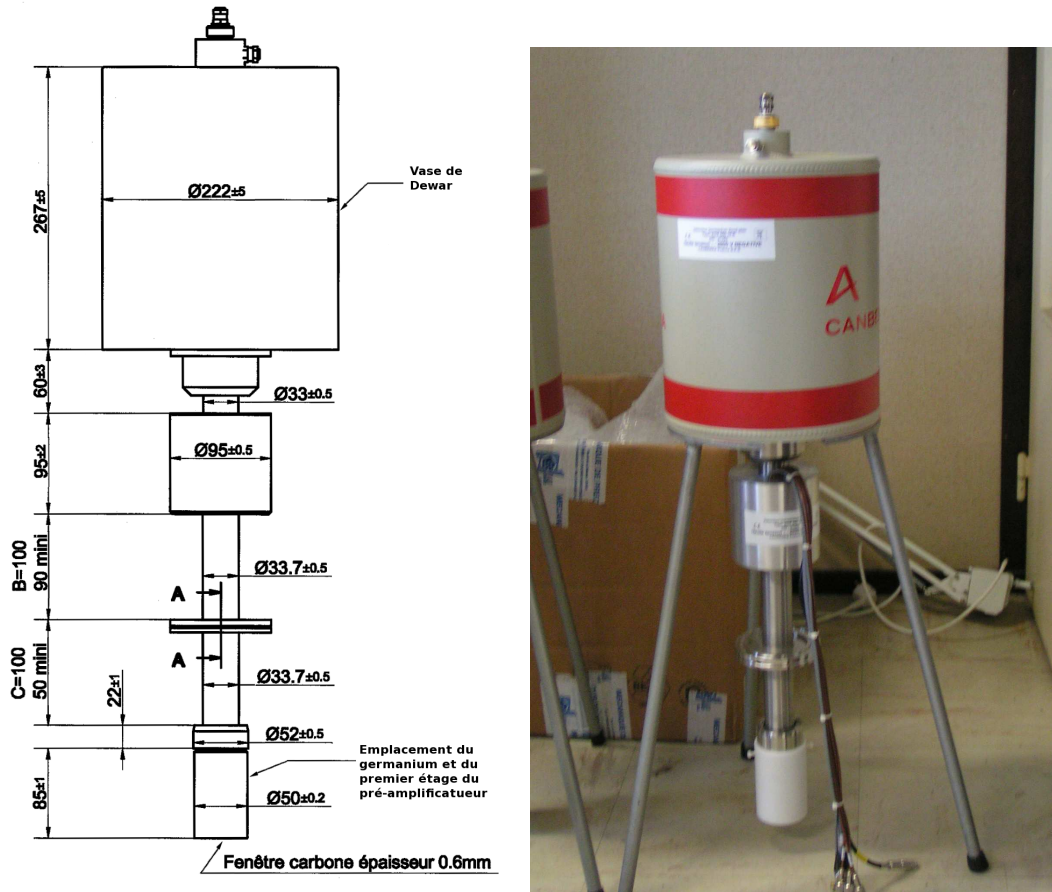


FIG. 4.6 – Vue schématique (gauche) et photo (droite) d'un des détecteurs germanium.

mal. Des brides permettent de positionner précisément les détecteurs à l'intérieur de la chambre à réaction tout en maintenant les parties encombrantes telles que les vases de Dewar à l'extérieur (voir figure 4.6). L'ensemble est monté sur des rails coulissant à l'aide de soufflets qui permettent d'ajuster la position des détecteurs sous vide, à l'intérieur de la chambre (figures 4.7 et 4.8). Les détecteurs étaient positionnés symétriquement autour de l'axe de faisceau avec un angle θ de 127° . Un angle de 120° sépare chaque détecteur. Ils sont placés à $\phi = 30^\circ$, $\phi = 270^\circ$ et $\phi = 150^\circ$, dans un repère où le faisceau se propage en direction Z et l'axe X pointe vers le haut. La surface utile des détecteurs est de $5,8 \text{ cm}^2$. À 4,65 cm de la cible, la position la plus proche de la cible à laquelle il est possible de les amener, chacun des détecteurs couvre un angle solide de 0,25 stéradian.

L'épaisseur des cristaux, 10,1 mm, est optimisée pour avoir une efficacité minimale pour les γ de haute énergie, tout en maintenant une efficacité de détection acceptable jusqu'à 200 keV (voir section 5.2.2).

Le cristal est polarisé à une tension de -2000 V. Le signal en énergie est traité par un

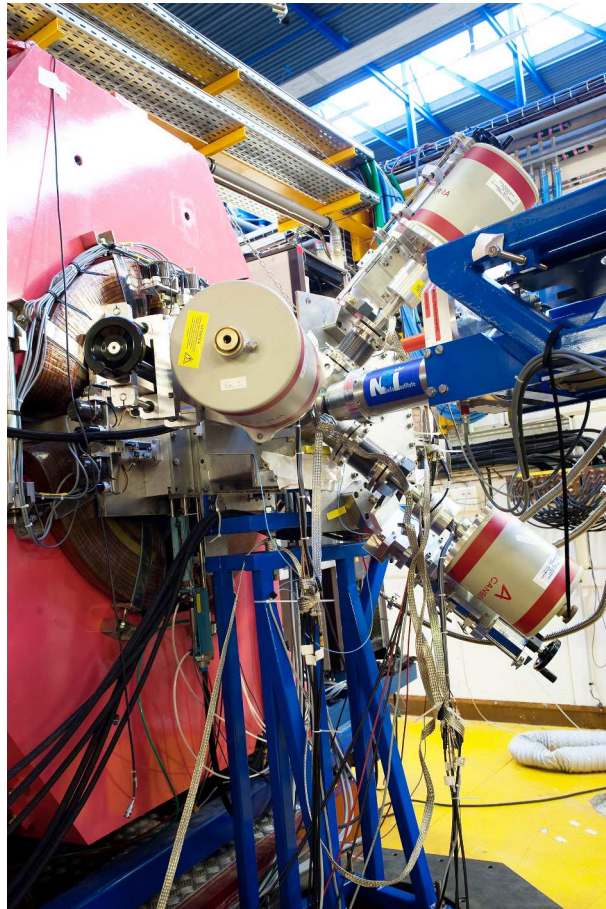


FIG. 4.7 – Vue extérieure du montage. Les détecteurs germanium ainsi que leur préamplificateur et leur vase de Dewar sont montés sur un rail pour ajuster précisément leur position par rapport à la cible. Une bride reliée à un soufflet assure l'étanchéité entre le détecteur et la chambre à réaction.

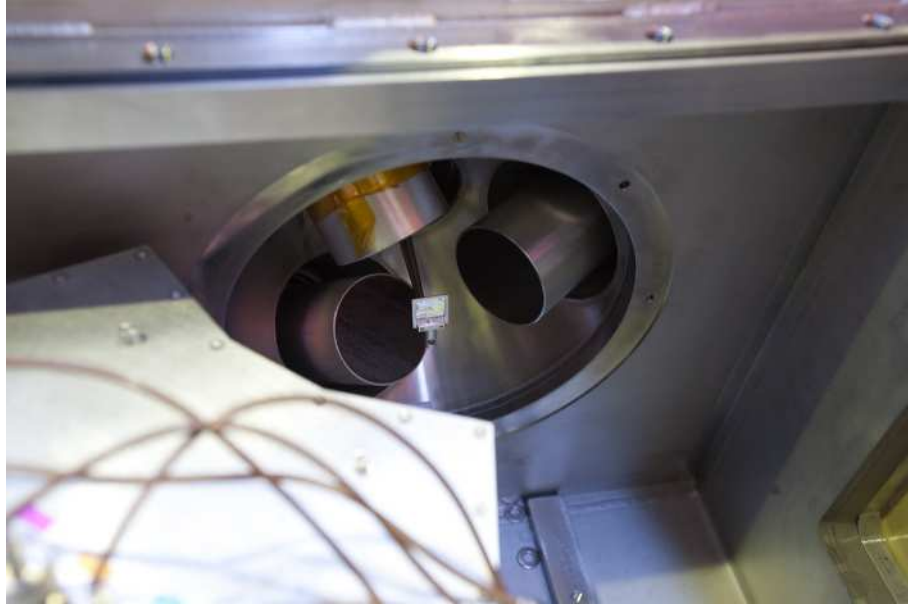


FIG. 4.8 – Vue intérieure de la chambre à réaction. En noir, les fenêtres d’entrée des germaniums. Les germaniums sont en position la plus proche de la cible. La cible est amenée au centre de l’ensemble par un porte-cible télescopique. La masse métallique à gauche de l’image est le boîtier contenant les trois télescopes FLUOX.

préamplificateur de charge résistif. Le signal du préamplificateur est séparé et injecté dans deux amplificateurs de spectroscopie ayant des gains différents, ce qui permet de couvrir simultanément deux plages d’énergie, soit une plage de 0 à 100 keV et une plage de 0 à 700 keV (figure 4.9).

Les germaniums sont exposés à des taux de comptage très importants provenant de photons de basse énergie (fluorescence X provenant des couches périphériques, bremsstrahlung, etc.) ou de plus haute énergie par effet Compton. Pour réduire la probabilité d’empilement avec ces signaux de très faible amplitude mais très nombreux, des atténuateurs constitués d’une feuille de titane d’une épaisseur totale de 500 μm ont été apposés devant les détecteurs. La figure 4.10 montre un calcul de la transmission de cet atténuateur, pour des photons entre 0 et 300 keV. Elle atteint 90% à environ 75 keV et diminue rapidement en deçà pour devenir quasi-nulle pour des énergies inférieures à 20 keV.

4.3 VAMOS

Les fragments lourds étaient également détectés à l’aide du spectromètre VAMOS. Comme son nom l’indique (VARIABLE MOde Spectrometre), ce spectromètre peut être

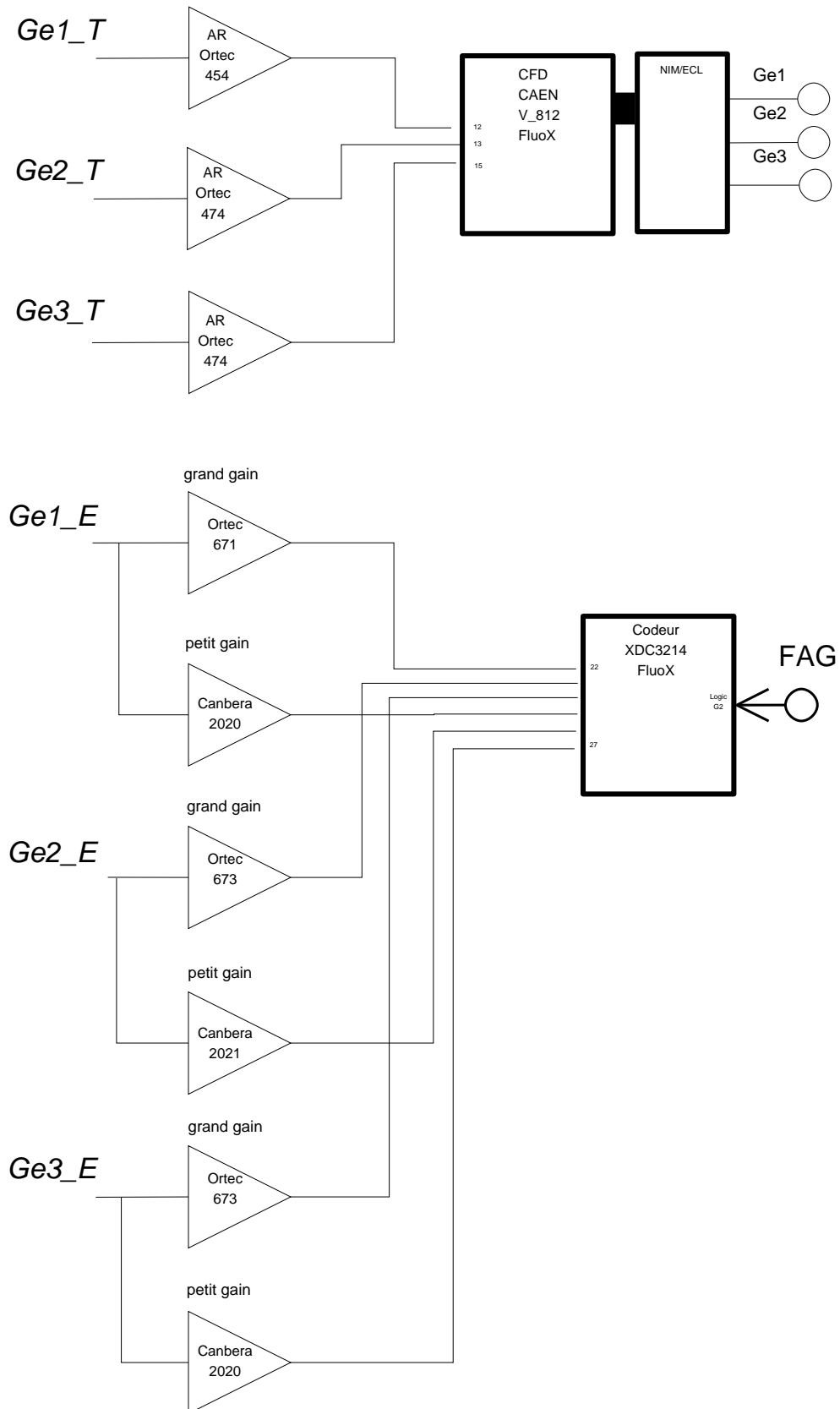


FIG. 4.9 – Schéma de l'électronique pour les détecteurs germanium.

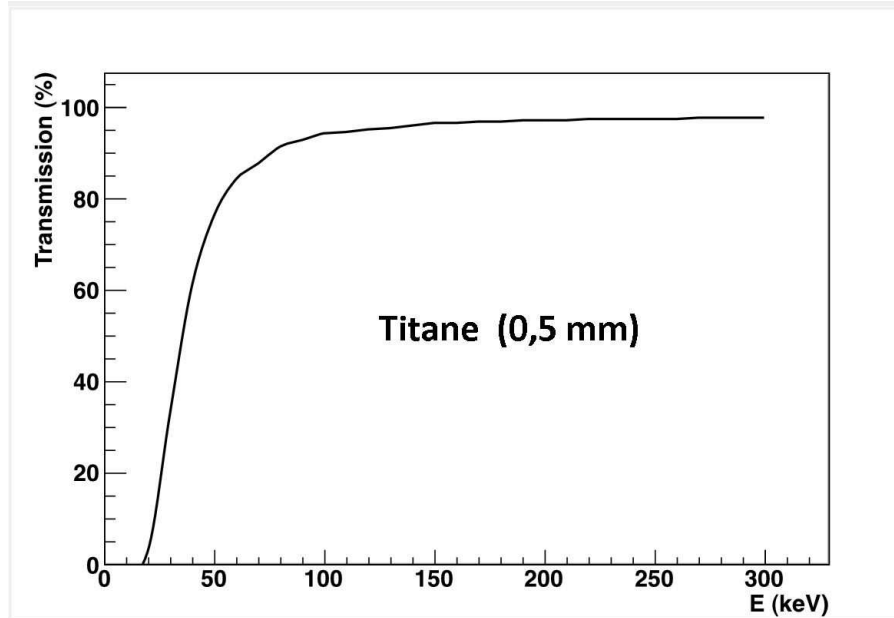


FIG. 4.10 – Transmission de la feuille de titane de 0,5 mm d’épaisseur pour des photons entre 0 et 300 keV. La transmission est définie comme la probabilité pour un photon de traverser l’atténuateur en restant à la même énergie.

utilisé dans différentes configurations, toutes basées sur l’utilisation d’un doublet de quadripôles servant à focaliser les ions. Différents modes de fonctionnement du spectromètre peuvent être choisis et, selon le mode utilisé, vient s’ajouter un filtre de Wien et/ou un dipôle. Pour les détails concernant la conception et les modes de fonctionnement de VAMOS, voir [79, 80]. Nous avons utilisé VAMOS en mode dispersif, positionné entre 10° et 25° , soit à cheval sur l’angle d’effleurement du projectile. L’expérience a été réalisée principalement pour une valeur de rigidité magnétique ($B\rho$) de 1,1 Tm, ce qui permettait une forte diminution du taux de comptage des projectiles diffusés élastiquement grâce à la sélection effectuée sur leur état de charge à la sortie de la cible. Nous avons pu, malgré les intensités relativement importantes de faisceau, conserver des taux de comptage significatifs pour les autres types de réactions dans la détection de VAMOS. Les noyaux arrivant au plan focal étaient identifiés en Z à l’aide de leur perte d’énergie mesurée dans une chambre à ionisation et de l’énergie résiduelle mesurée par un mur composé de 18 détecteurs silicium. Il est possible d’obtenir la masse des ions détectés à l’aide de la trajectoire parcourue à l’intérieur du spectromètre et du temps de vol. Pour ce faire, 2 détecteurs constitués de feuilles émettrices d’électrons (SeD) étaient placés avant la chambre à ionisation, séparés entre eux d’environ 7 cm. Chacun de ces détecteurs nous procurait à la fois l’instant de passage du noyau et la position en X et en Y de son impact sur la feuille émissive.

C’est la coïncidence entre les signaux issus des deux détecteurs SeD qui était utilisée pour la logique de déclenchement de l’acquisition lorsque VAMOS était touché. Nous ne

décrivons pas plus en détail cette partie du dispositif expérimental dont l'exploitation ne fait pas partie du présent travail de thèse.

4.4 Circuit électronique de décision

Les signaux analogiques produits par les détecteurs doivent être numérisés pour être enregistrés. L'acceptation des événements était faite à l'aide du module GMT (Ganil Master Trigger). Selon la configuration des voies touchées, sélectionnée de manière logique, une porte d'acceptation était générée (Fast Acceptation Gate ou FAG). En cas d'acceptation, cette porte générait un signal d'ouverture de la porte de codage pour tous les codeurs d'amplitude. Tous les codeurs présents étaient lus à chaque événement. La figure 4.11 résume les différents modes de déclenchement de l'acquisition que nous avons utilisés :

- Coïncidence entre un des télescopes FLUOX et un des détecteurs germanium. Le déclenchement était alors assuré par la coïncidence entre le OU logique de tous les discriminateurs des pistes X des détecteurs silicium et le OU logique des discriminateurs des détecteurs germanium.
- Coïncidence entre un fragment dans VAMOS et un des détecteurs germanium. Le déclenchement était assuré par une coïncidence entre le ET logique des détecteurs SeD et le OU logique de détecteurs germanium.
- Coïncidence entre un fragment dans VAMOS et un fragment dans un des télescopes FLUOX.
- Un fragment quelconque dans VAMOS (déclenchement «VAMOS inclusif»). Pour réduire le taux de comptage, un échantillonnage de 1/100 a été effectué sur le ET logique des deux détecteurs SeD.
- Un fragment quelconque dans le télescope 1 de FLUOX (déclenchement «FLUOX_1 inclusif»). Un échantillonnage de 1/30 était appliqué sur ce déclenchement.
- Un fragment quelconque dans le télescope 2 de FLUOX (déclenchement «FLUOX_2 inclusif»). Un échantillonnage de 1/100 était appliqué sur ce déclenchement.
- Un fragment quelconque dans le télescope 3 de FLUOX (déclenchement «FLUOX_3 inclusif»). Un échantillonnage de 1/100 était appliqué sur ce déclenchement.
- Un photon quelconque dans le germanium à $\phi = 30^\circ$ (déclenchement « $\phi = 30^\circ$ inclusif»). Un échantillonnage de 1/1000 était appliqué sur ce déclenchement.
- Un photon quelconque dans le germanium à $\phi = 150^\circ$ (déclenchement « $\phi = 150^\circ$ inclusif»). Un échantillonnage de 1/1000 était appliqué sur ce déclenchement.

- Un photon quelconque dans le germanium à $\phi = 270^\circ$ (déclenchement « $\phi = 270^\circ$ inclusif»). Un échantillonnage de 1/1000 était appliqué sur ce déclenchement.

Il est important de considérer que le signal de VAMOS fluctuait beaucoup en temps à cause de la différence de temps de vol des ions détectés. Pour assurer la coïncidence avec VAMOS, le signal des siliciums et des germaniums était retardé de 100 ns et la porte de coïncidence était ouverte pour 280 ns, dans le cas des siliciums et 590 ns dans le cas des germaniums. Dans cette configuration, les événements détectés dans VAMOS étaient considérés en coïncidence avec les siliciums pour un retard entre 100 ns et 380 ns et avec les germaniums pour un retard entre 100 ns et 690 ns.

Le taux de comptage intégré et instantané de chaque détecteur était enregistré sur deux échelles distinctes. La première échelle mesurait le taux de comptage réel pour contrôler leur fonctionnement, les éventuels endommagements subis ainsi que les probabilités d'empilements. La deuxième échelle recueillait les mêmes informations que la première, mais était inhibée pendant le temps mort de l'ensemble du système d'acquisition. La comparaison de ces 2 échelles permettait de contrôler en permanence le temps mort de l'acquisition. Les échelles utilisées sont des modules U2M du GANIL.

Pour contrôler la mise en temps des différentes coïncidences, des convertisseurs temps-amplitudes (TAC) ont été utilisés pour chaque type de coïncidences déclenchant l'acquisition. Pour chaque paire de détecteurs dont la différence de temps était mesurée par un TAC le détecteur ayant le taux de comptage le plus faible était utilisé pour déclencher le TAC pour en minimiser le temps mort. Ces TAC nous ont permis également d'estimer en ligne les taux de coïncidences fortuites entre les déclenchements. En effet, le faisceau provenant du cyclotron était pulsé à 9.38 MHz. Chaque paquet d'ions était donc séparé par 106,6 ns. Ce temps est plus court que la largeur des fenêtres de coïncidence. Comme nous le verrons au chapitre 5.3, pour notre expérience, les coïncidences fortuites devront être cependant traitées de façon spécifique, le temps à prendre en compte pour les coïncidences n'étant pas le temps d'ouverture de la porte de coïncidence mais le temps d'ouverture, beaucoup plus long, de la porte des codeurs d'amplitude.

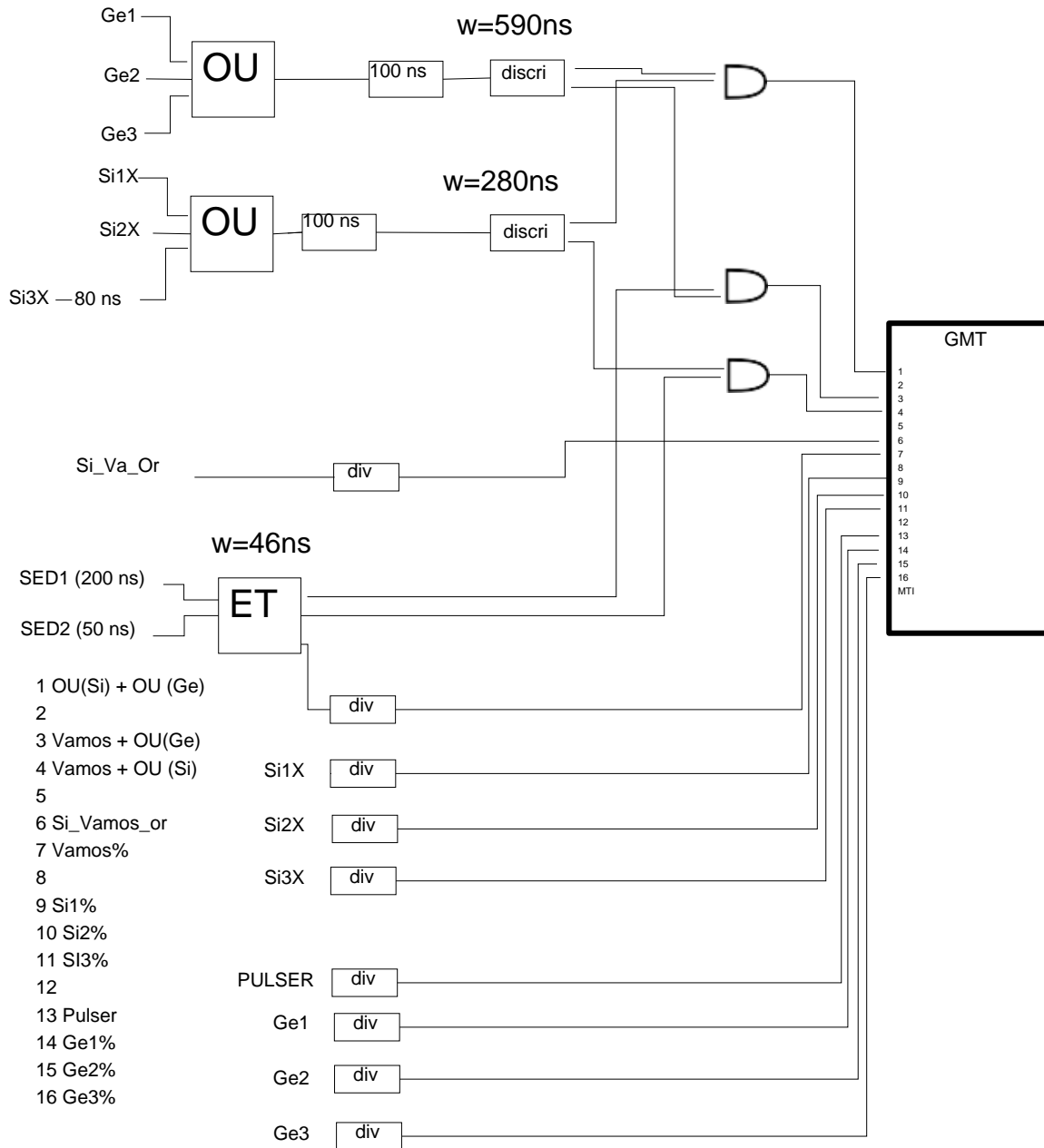


FIG. 4.11 – Schéma des circuits logiques utilisés pour le déclenchement de l'acquisition. Ge1, Ge2 et Ge3 sont les signaux logiques produits par les discriminateurs à fraction constante (CFD) reliés aux amplificateurs rapides des détecteurs germanium. Si1X, Si2X et Si3X sont les signaux venant des sorties OU des CFD 16 voies reliés aux sorties rapides des amplificateurs des pistes X des siliciums de FLUOX. Le signal Si3X est retardé par rapport à Si1X et Si2X pour compenser l'effet du retard interne du CFD qui était différent.

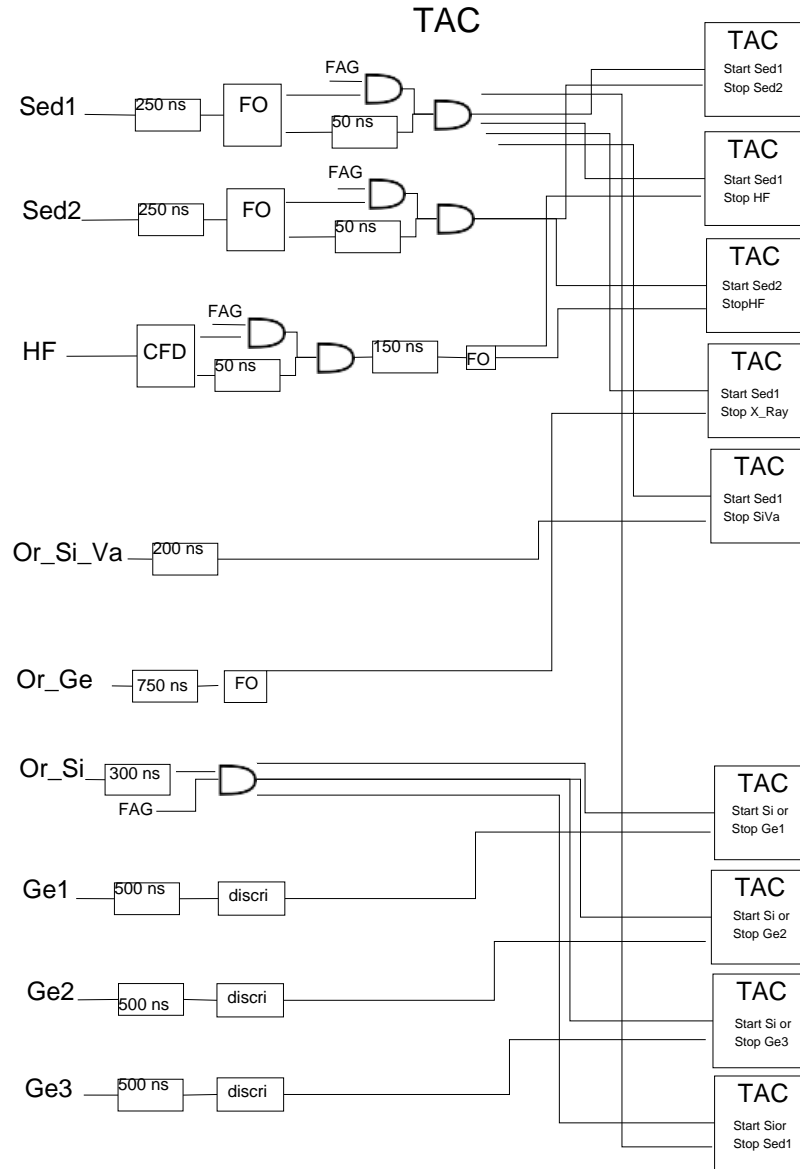


FIG. 4.12 – Schéma du contrôle temporel des coïncidences. La référence en temps venant du cyclotron est marquée HF. Les signaux Ge1, Ge2 et Ge3 viennent des discriminateurs des détecteurs germanium. OrGe est un OU entre les signaux des trois germaniums et SiVa un OU entre les signaux venant des détecteurs silicium de VAMOS.

Chapitre 5

Analyse des données

Nous avons vu au chapitre 2 que l'identification des Z des fragments permettait de définir des régions impliquant des mécanismes de réaction différents. Pour réaliser cette identification nous allons tout d'abord étalonner en énergie les deux étages des télescopes FLUOX. Nous présenterons ensuite les étalonnages en énergie des détecteurs germanium ainsi que la détermination de leur efficacité en fonction de l'énergie. Les procédures suivies au cours de cette analyse pour traiter les coïncidences fortuites et pour soustraire les fonds des spectres en énergie des détecteurs germanium seront présentées dans les derniers paragraphes.

5.1 Télescopes FLUOX

L'étalonnage en énergie des télescopes a été fait à l'aide de la diffusion élastique du faisceau d'uranium sur des cibles de ^{58}Ni ainsi que sur une cible d'or. Avec la cible d'or, l'énergie du projectile est inférieure à la barrière coulombienne du système, il est donc possible de détecter la diffusion élastique à tous les angles. Pour la cible de ^{58}Ni l'angle d'effleurement de la cible est de $34,4^\circ$ et celui du projectile $14,0^\circ$.

En plus des couples projectile-cible déjà mentionnés il est possible d'utiliser les données venant d'une autre expérience menée quelques semaines auparavant, avec les mêmes détecteurs et les mêmes réglages, où un projectile de krypton a été diffusé par une cible d'or, une réaction sous coulombienne où le krypton diffusé élastiquement peut être détecté à tous les angles.

5.1.1 Étalonnage en énergie des télescopes FLUOX

Un signal provenant d'un générateur d'impulsions très précis a été injecté à tour de rôle à l'entrée de chaque préamplificateur de chacune des voies linéaires des détecteurs constituant les télescopes FLUOX (chambres à ionisation et détecteurs silicium). L'amplitude de ce signal a été variée de façon à couvrir toute la gamme de codage de chacune des voies. Nous avons ainsi pu vérifier la linéarité de chacune des voies de codage. De plus, la réponse des différentes voies de codage au générateur d'impulsions a été utilisée pour normaliser entre eux les différents secteurs de la première chambre à ionisation et les différentes pistes des détecteurs silicium. En effet, les capacités d'entrée des préamplificateurs utilisés étant sélectionnées pour avoir des valeurs identiques à mieux de 10^{-4} , pour une même quantité de charges injectée par le générateur, la réponse de chacune des voies doit être identique.

La première étape de l'étalonnage en énergie a donc consisté à transformer les canaux issus des codeurs pour chaque détecteur en une grandeur appelée unité générateur (UG), grandeur directement proportionnelle à l'énergie collectée. La courbe obtenue est ensuite ramenée en énergie à l'aide d'un ajustement linéaire sur les points d'étalonnage en énergie. Ces derniers ont été déterminés à l'aide de la diffusion élastique des noyaux projectiles et cibles, aux angles accessibles, dans les réactions $^{238}\text{U} + ^{58}\text{Ni}$ et $^{238}\text{U} + \text{Au}$, ainsi que la diffusion inélastique de la cible de nickel dans la réaction $^{238}\text{U} + ^{58}\text{Ni}$, détectée par le télescope FLUOX entre 16° et 28° . Les particules détectées ont toutes subi une diffusion élastique, à l'exception du nickel mesuré dans la première chambre à ionisation. La perte d'énergie du nickel a été utilisée pour la chambre à ionisation du premier télescope même si celui-ci est au-delà de l'angle d'effleurement car la perte d'énergie dans la chambre à ionisation pour le nickel quasi-élastique n'est que très légèrement supérieure à celle pour le nickel élastique. Une énergie moyenne de 810 MeV correspondant au nickel quasi-élastique détecté à 20° a été mesurée [23], soit 20 MeV de moins que l'énergie d'une diffusion élastique. À cette énergie la différence de perte d'énergie est inférieure à 1,3%.

Pour déterminer les points d'étalonnage, les pertes d'énergie des différents ions diffusés dans les chambres et l'énergie résiduelle dans les siliciums ont été calculées à l'aide des tables de pertes d'énergie de R. Dayras [81], fondées à basse énergie sur les tables de Northcliffe et al. [82] et assurant une transition continue à plus haute énergie vers les tables de F. Hubert et al. [83].

Les énergies obtenues par les siliciums doivent être corrigées pour le défaut d'ionisation. La densité de paires électrons-trous créées lors du passage d'un ion au travers de la matière

varie avec le numéro atomique de l'ion et son énergie. Pour des hautes densités d'électrons, le champ électrique utilisé pour collecter les électrons n'est pas suffisant pour séparer rapidement les ions et les trous, une partie des paires va alors se recombiner diminuant l'amplitude du signal mesuré. Moulton et al. ont établi une systématique qui permet de calculer les défauts d'ionisation (PHD) [84].

$$PHD = 10^b E_d^a \quad (5.1)$$

où

$$a(Z) = 0,02230(Z^2/10^3) + 0.5682 \quad (5.2)$$

$$b(Z) = -0,1425(100/Z) + 0,0825 \quad (5.3)$$

et E_d est l'énergie déposée dans le détecteur. Cette correction sera appliquée dans notre cas après l'identification en Z (voir 5.1.2).

La première chambre à ionisation est segmentée en trois secteurs angulaires : une importante diaphonie entre les segments a été constatée. Pour compenser les effets de la diaphonie les charges collectées dans les trois secteurs ont été systématiquement sommées en unités générateur. À l'aide du détecteur silicium situé derrière la chambre à ionisation, il est possible de mesurer le dépôt d'énergie dans la chambre en fonction de la position. Une inspection de la réponse des chambres à ionisation en fonction de la position horizontale et verticale montre que celle-ci n'est pas constante. La figure 5.1 montre la variation relative du dépôt d'énergie en fonction de la position verticale pour trois ions de Z très différents. La piste 1 est la piste la plus proche de l'anode. Plus la particule détectée passe loin de l'anode et plus l'énergie collectée est faible. Ceci semble indiquer les effets de recombinaison le long de la trajectoire des électrons bien que les champs électriques présents soient largement supérieurs aux champs nécessaires pour une bonne extraction des charges dans du CF_4 pur. De plus, le défaut de collection dépend de l'ion détecté mais la figure 5.1 montre que les valeurs relatives de ce défaut de collection sont suffisamment similaires pour les différents noyaux pour que la correction, pour une position donnée, ait été prise proportionnelle à la perte d'énergie de l'ion détecté. Pour chaque chambre d'ionisation les corrections utilisées pour le traitement des données ont été déduites à partir d'une interpolation linéaire entre les courbes obtenues pour les ions Ni, Kr et U. Pour les valeurs de pertes d'énergie situées en dehors des courbes de référence la valeur de correction a été extrapolée à l'aide des deux points en énergie les plus proches. Le résultat des corrections est montré sur la figure 5.2.

Il faut noter de plus que lors de l'analyse des données de l'expérience faite avec le

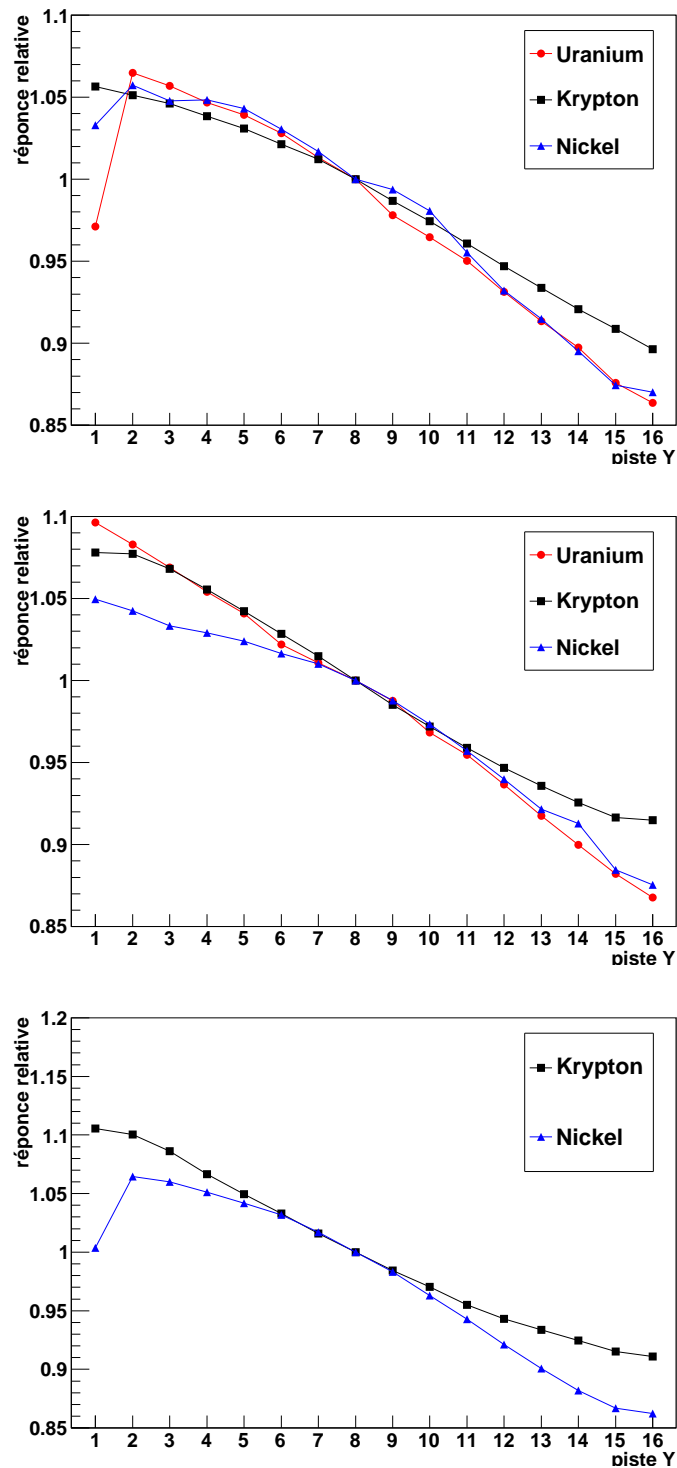
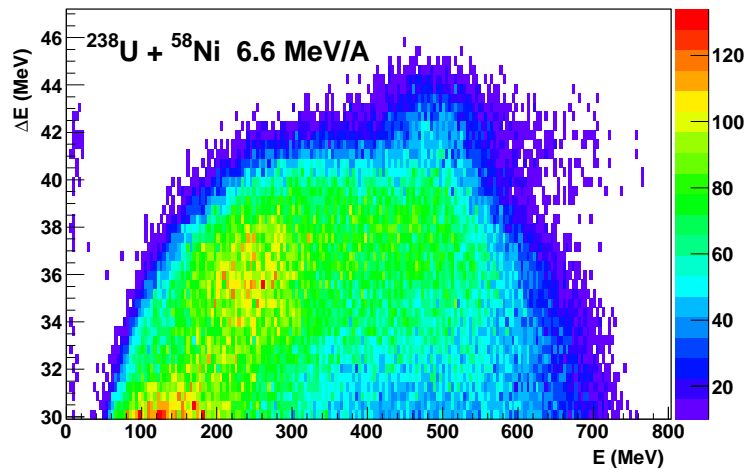


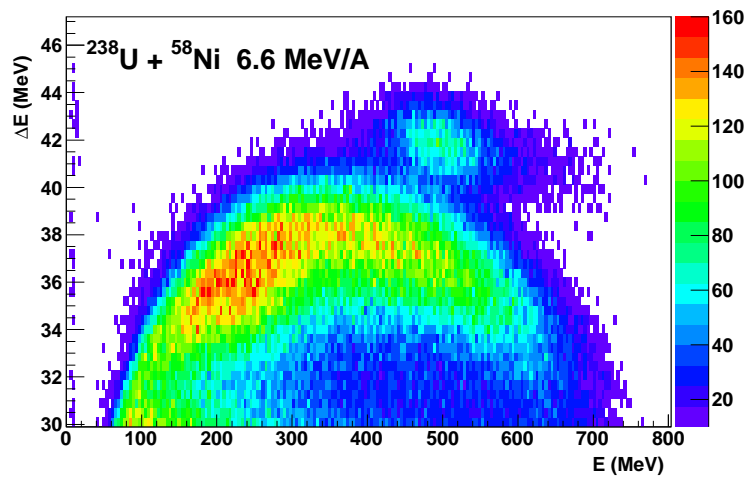
FIG. 5.1 – Réponse des chambres à ionisation en fonction de la position verticale (numéro de piste Y) de l'ion détecté pour, de haut en bas, les ChIo 1,2 et 3. La réponse relative correspond au rapport de l'énergie déposée dans la chambre à ionisation lorsque la piste Y du silicium est touchée sur l'énergie déposée lorsque la piste 8 est touchée.

faisceau de krypton, une dépendance avec la position en X de la réponse des chambres à ionisation a été observée à partir des dépôts d'énergie du krypton diffusé élastiquement sur

une cible d'or. Malgré des dépôts d'énergie constants sur toute l'ouverture angulaire des chambres, des déficits de collection pouvant atteindre 5% sur les bords ont été observés. Considérant que les champs sur les bords étaient correctement corrigés (section 4.1), et qu'un tel déficit n'a pas été observé lors des tests faits avec des sources radioactives, le champ magnétique de fuite du premier dipôle de VAMOS semble être responsable de cet effet. Dans notre expérience, nous ne disposons pas de pertes d'énergie constantes sur toute l'ouverture des chambres et le champ magnétique et le positionnement du spectromètre étaient différents de l'expérience en krypton, nous n'avons donc appliqué aucune correction en X.



(a)



(b)

FIG. 5.2 – 5.2(a) Spectre DE-E sans les corrections pour la dépendance en position de la réponse des chambres à ionisation et 5.2(b) le spectre DE-E avec les corrections pour la dépendance en position de la réponse des chambres à ionisation.

5.1.2 Identification en numéro atomique (Z)

Pour assigner un numéro atomique Z à chaque fragment détecté, la position des lignes de Z sur une matrice de corrélation entre l'énergie résiduelle dans le détecteur silicium et la perte d'énergie dans la chambre à ionisation a été calculée à l'aide des tables de R. Dayras [81]. Le défaut d'ionisation dans le silicium a été retiré de l'énergie résiduelle calculée. Pour chaque événement détecté, la ligne la plus proche dans cette matrice est déterminée et le Z correspondant est assigné au fragment. L'énergie résiduelle dans le silicium est alors corrigée en appliquant la correction de Moulton et al. [84] présentée dans le paragraphe précédent et l'énergie totale à mi-cible est calculée en prenant en compte toutes les zones mortes des chambres à ionisation et la perte d'énergie dans la cible. Les étalonnages en énergie présentés dans le paragraphe précédent ont été appliqués dans un premier temps. La figure 5.3 du haut présente, pour le télescope 1, la superposition des matrices mesurées après étalonnage avec des lignes de $Z=28$ et $Z=92$. Nous voyons que, avec cet étalonnage, la ligne $Z=28$ passe bien sur le maximum de la diffusion inélastique de la cible mesurée, mais que la ligne de $Z=92$ calculée passe très loin de la diffusion inélastique du projectile, située à des pertes d'énergie d'environ 38 MeV. Or cette traîne de diffusion inélastique correspond à des $Z \approx 92$ (voir section 3.1) à 20° et ceci reste vrai sur toute l'ouverture angulaire du détecteur. Un tel désaccord peut être dû notamment au fait que les points de référence pour étalonner les chambres à ionisation dans cette région ont été pris soit à partir de la diffusion élastique de l'uranium, soit de l'or et ces réactions élastiques conduisent à des énergies cinétiques (typiquement $E_{Au} \approx E_U \approx 1,4$ GeV) très supérieures à celle de la diffusion inélastique détectée (autour de 500 MeV) et à celles des fragments de fission lourds détectés (inférieures à environ 800 MeV). Ceci illustrerait la limite de validité des tables de perte d'énergie utilisées pour des fragments aussi lourds et aussi peu énergétiques. Nous avons donc dû, pour l'identification en Z dans le premier télescope, modifier l'étalonnage en énergie de la chambre à ionisation en remplaçant les points de diffusion élastique par un point correspondant à la diffusion inélastique détectée (la perte d'énergie des noyaux d'uranium dans cette région est sensiblement constante). Nous avons fait d'hypothèse que la diffusion inélastique à tous les angles était piquée sur $Z=92$ ainsi que cela a été vérifié à 20° [23]. La faible modification en valeur absolue de l'étalonnage de la chambre à ionisation a peu de répercussions sur l'énergie totale. La figure 5.3 du bas présente avec cet étalonnage de la chambre à ionisation les lignes d'identification obtenues pour le premier télescope. Comme attendu, la diffusion des noyaux de nickel et d'uranium sont identifiés respectivement avec $Z=28$ et $Z=92$. La distribution en numéro atomique ainsi obtenue sera comparée à celle obtenue dans la référence [23] et nous verrons qu'un accord global satisfaisant est ainsi obtenu.

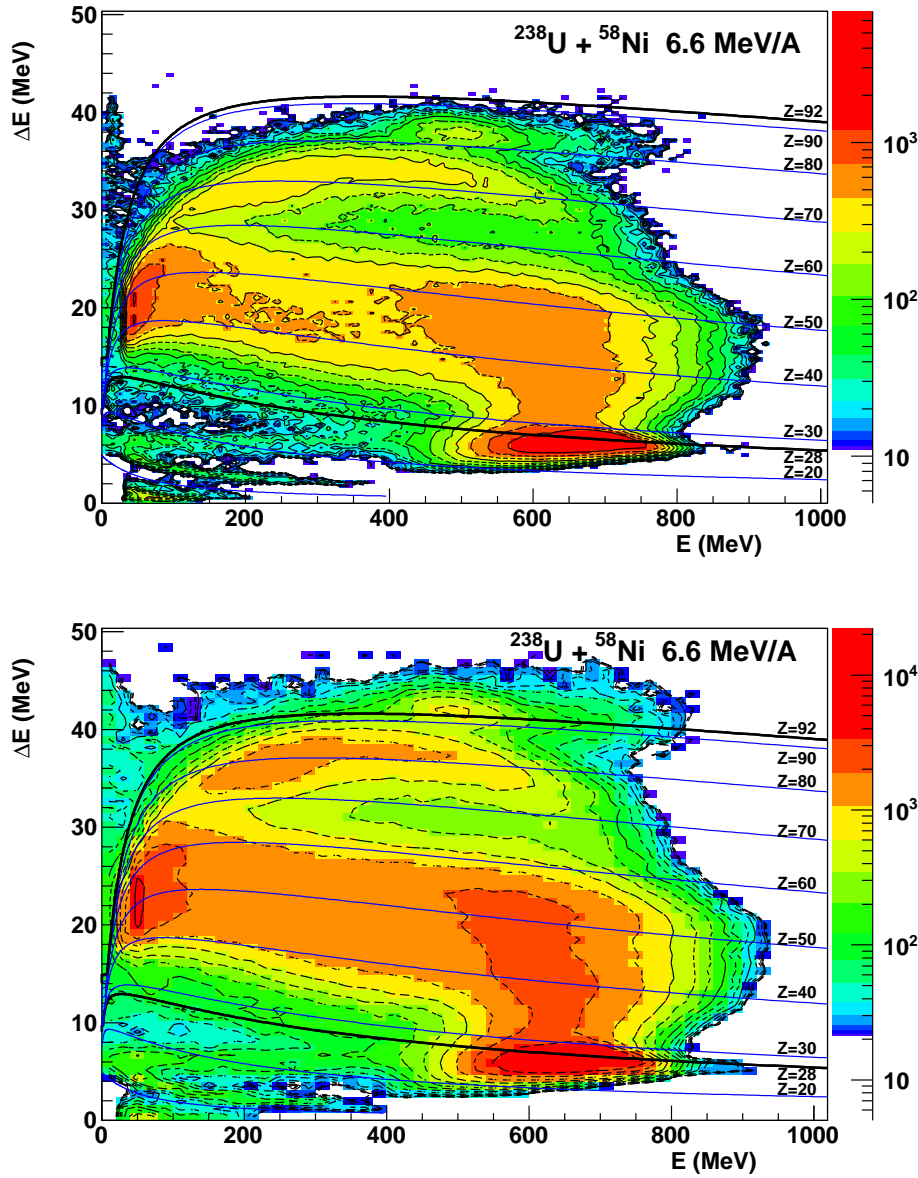


FIG. 5.3 – Matrices ΔE - E obtenues en utilisant un étalonnage fondé sur des pertes d'énergie calculées dans les chambres à ionisation (figure du haut) ou un étalonnage fondé sur les données de la référence [23] (figure du bas). La ligne noire épaisse supérieure correspond à la ligne de $Z=92$, la ligne noire épaisse inférieure à $Z=28$ et les lignes bleues intermédiaires à des Z multiples de 10.

5.1.3 Résolutions obtenues

Les résolutions en énergie obtenues ont été estimées à l'aide de la réaction $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$. La figure 5.4 montre les spectres en énergie mesurés sur la piste X7 du détecteur silicium de télescope 1 lorsque la piste Y10 du même détecteur est touchée. Nous trouvons 2 pics,

correspondant à la diffusion élastique de l'uranium pour le pic à plus basse énergie et au recul élastique de la cible d'or pour le pic à la plus haute énergie. La largeur à mi-hauteur du pic de l'uranium indique une résolution de 3% pour $Z=92$. La figure 5.5 présente le spectre en énergie mesuré par la chambre à ionisation 1-3 lorsque les pistes X7 et Y10 du silicium ont été touchées. La diffusion élastique de l'uranium indique une résolution à mi-hauteur de $\pm 3\%$. Le pic associé au recul élastique de la cible d'or, attendu autour du canal 9500 n'est pas visible à cause de son taux de comptage faible à cet angle.

Pour des fragments de Z voisins de l'uranium la figure 5.6 montre que la résolution de $\pm 3\%$ sur la perte d'énergie mesurée correspond à une résolution d'environ $\pm 3 Z$ pour les noyaux voisins de l'uranium. Rappelons que le fonctionnement des chambres à ionisation était dans cette expérience probablement perturbé par le champ magnétique de fuite de VAMOS. Dans la suite de l'analyse, cette relativement mauvaise résolution en Z devra être prise en compte.

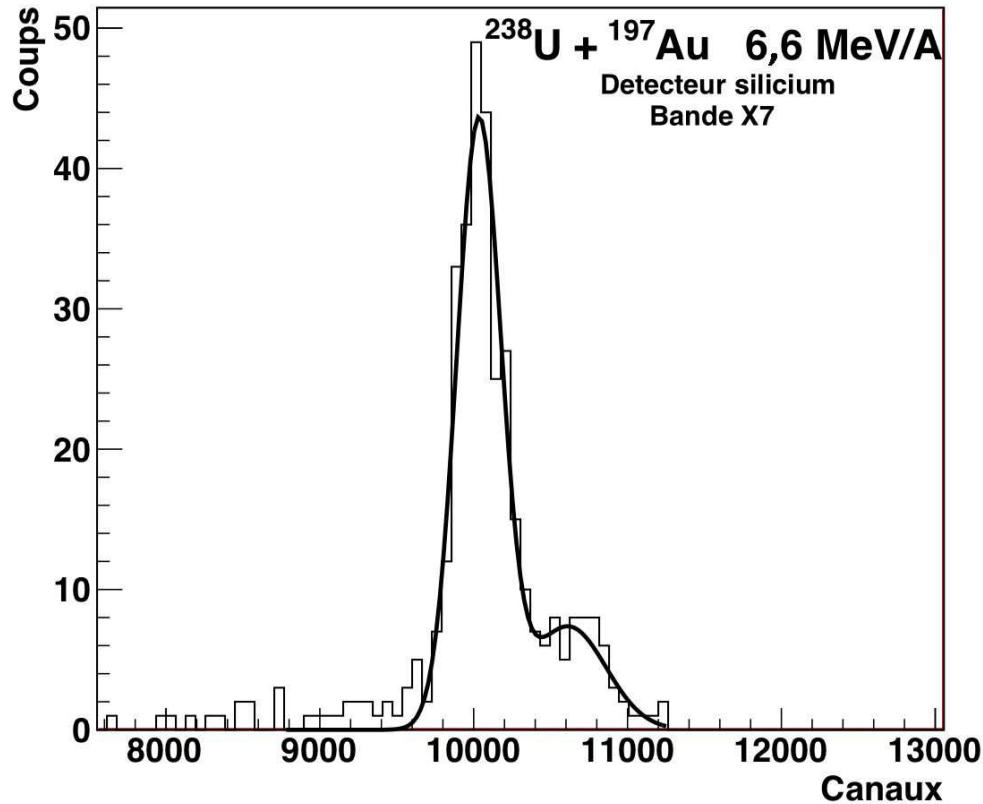


FIG. 5.4 – Résolution en énergie de la piste X7 du détecteur silicium du premier télescope de FLUOX mesurée pour de la diffusion élastique dans le système $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$.

5.2 Détecteur germanium

5.2.1 Étalonnage en énergie

L'étalonnage en énergie des détecteurs germanium a été effectué à l'IPN d'Orsay [85] à partir des mesures réalisées en fin d'expérience à l'aide de différentes sources d'étalonnage gamma et X. Les raies utilisées sont listées dans le tableau 5.1. La position des pics a été relevée à l'aide de l'ajustement d'une gaussienne, une fois le fond soustrait. Pour les pics composés de plusieurs raies (X- K_α du ^{133}Ba par exemple) mais non séparées, l'énergie du pic a été prise comme la moyenne des énergies individuelles pondérées par leur intensité relative. Deux étalonnages différents ont été effectués pour les voies grand gain et pour les voies petit gain. Notre intérêt est essentiellement porté sur la voie petit gain car la

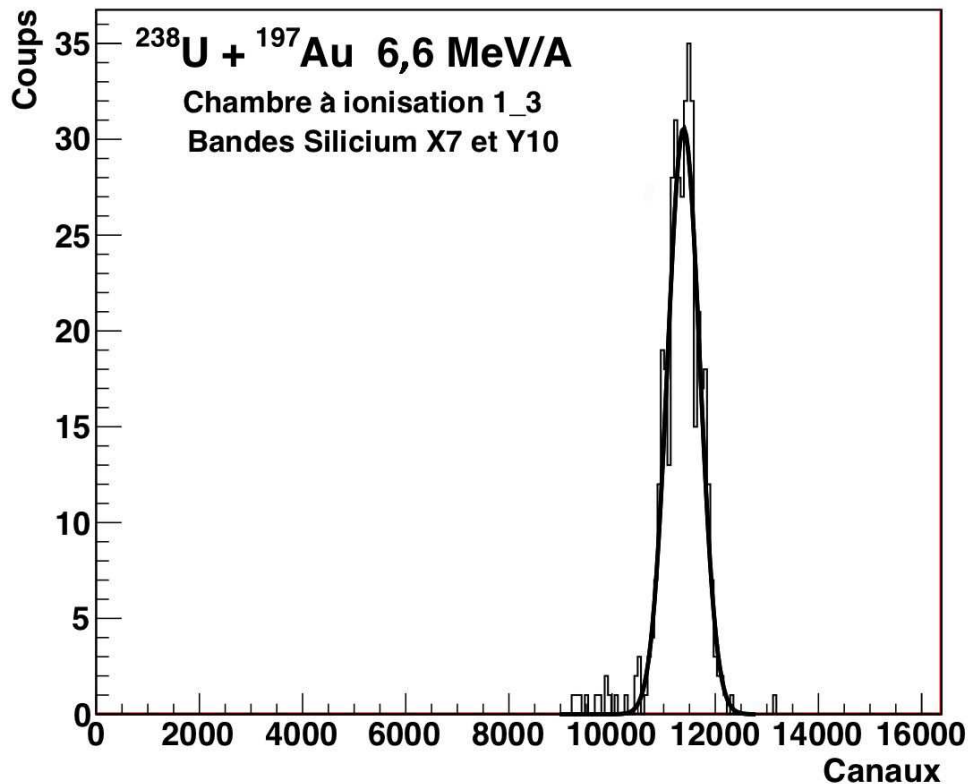


FIG. 5.5 – Résolution en énergie de la chambre à ionisation du premier télescope FLUOX mesurée pour de la diffusion élastique dans le système $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$.

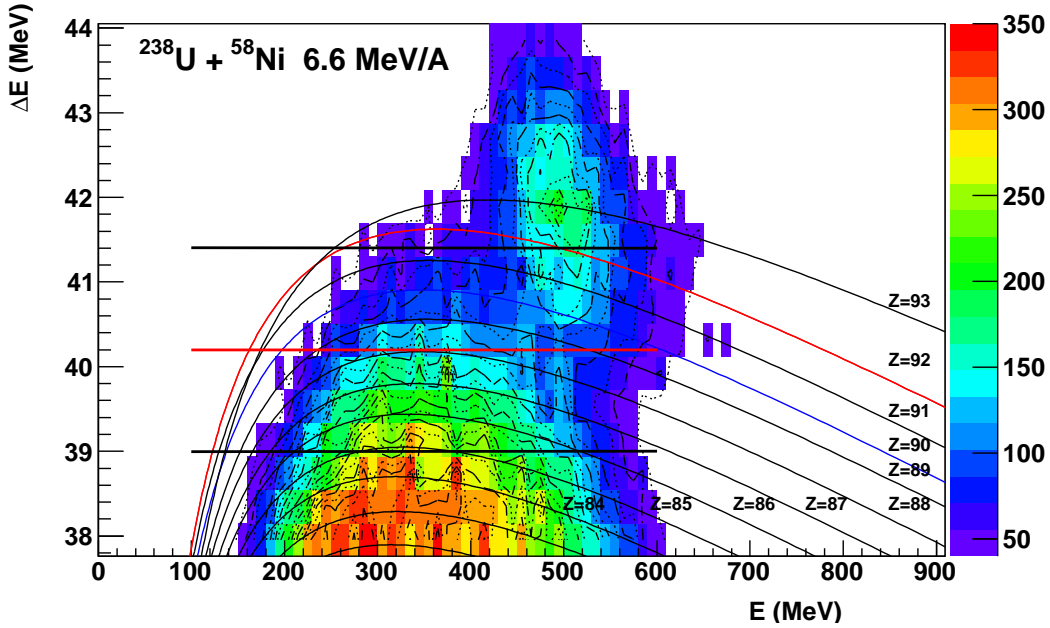


FIG. 5.6 – Effet sur la résolution en Z de la résolution en énergie de la chambre à ionisation. Les trois lignes horizontales servent de repère pour une perte d'énergie associée à une résolution de $\pm 3\%$.

gamme en énergie qu'elle couvre permet de mesurer les X_K du $Z=120$, aux alentours de 200 keV. Pour cette voie, les pics utilisés ont été choisis pour optimiser l'étalonnage à 200 keV, c'est-à-dire permettre la superposition la meilleure possible des pics mesurés autour 200 keV sur les 3 détecteurs. Ceci nous a amené à des étalonnages en énergie utilisant une fonction polynomiale de degré 2 pour le détecteur à $\phi = 30^\circ$ et de degré 5 pour les détecteurs à $\phi = 150^\circ$ et 270° afin de corriger les non-linéarités des codeurs utilisés sur les voies linéaires des amplificateurs de spectroscopie ayant un petit gain. La même procédure a été appliquée pour la voie grand gain en s'efforçant d'optimiser la concordance entre les trois détecteurs autour de 90 keV, énergie où les X_K de l'uranium sont détectés (tableau 6.2.1). Les étalonnages obtenus pour les détecteurs à $\phi = 30^\circ$ et $\phi=150^\circ$ sont données par une fonction polynomiale de degré 3 et pour les détecteurs $\phi = 270^\circ$ par une fonction polynomiale de degré 6.

5.2.2 Efficacité

L'efficacité est déterminée par le ratio du nombre de photons détectés sur le nombre de photons émis. Le nombre de photons émis dans tout l'espace par une source radioactive est déterminé à partir de son activité. L'activité à un instant t est connue grâce à une mesure

Source	Énergie (keV)	Intensité (%)	Ge1	Ge2	Ge3	ref
^{133}Ba	30,9	98,8	•			fab
^{152}Eu	45,37	11,1	•			nudat2
^{133}Ba	53,2	2,20		•		fab
^{207}Bi	72,8	21,4	•	•	•	nudat2
^{207}Bi	75,0	35,7	•	•	•	nudat2
^{133}Ba	81,0	34,1	•	•	•	fab
^{207}Bi	84,9	8,27	•	•	•	nudat2
^{207}Bi	87,3	8,02	•	•	•	nudat2
^{152}Eu	121,8	28,40	•	•	•	fab
^{152}Eu	244,7	7,54			•	fab
^{133}Ba	276,4	7,17	•	•	•	fab
^{133}Ba	302,9	18,3	•	•	•	fab
^{152}Eu	344,3	26,53		•	•	fab
^{133}Ba	356,0	62,0		•	•	fab
^{133}Ba	383,9	8,93			•	fab
^{152}Eu	411,1	2,246			•	fab
^{207}Eu	444,0	3,10			•	fab
^{207}Bi	569,70	97,76	•	•	•	nudat2

TAB. 5.1 – Points d'étalonnage en énergie utilisés pour chaque détecteur germanium. (fab indique que la référence vient des fiches fournies par le fabricant et nudat2 du site web [86])

de référence fournie par le fabricant et une correction pour la décroissance radioactive de la source.

$$A(t) = A(t_0)e^{-(t-t_0)/\tau} \quad (5.4)$$

où $A(t)$ est l'activité à un temps t , t_0 le temps de référence pour lequel le fabricant de la source fournit l'activité et τ la constante de temps liée à la demi-vie de la source ($T_{1/2}$),

$$\tau = T_{1/2}/\ln(2). \quad (5.5)$$

L'activité d'une source est le nombre de désintégrations par seconde des atomes qui la composent. Dans le cas de sources possédant plusieurs voies de désintégration il importe de pondérer l'activité de la source par le rapport d'embranchement pour chaque voie pour déterminer le taux d'émission correspondant à une transition précise.

L'étalonnage a été fait à l'aide de pics venant de 3 sources calibrées, une source de ^{133}Ba , une source de ^{207}Bi et une source de ^{152}Eu . Les énergies des raies pour chacune de ces sources sont données dans le tableau 5.2. Les pics choisis couvrent la plage en énergie de 30 keV à 450 keV. Il n'y a cependant pas de pics très près de 100 keV et 200 keV, soit les énergies pour lesquelles la détermination de l'efficacité doit être la plus précise. La surface des différents pics a été mesurée de deux manières différentes. Dans les deux cas le fond a été soustrait et ensuite l'aire du pic est mesurée par sommation du nombre de coups ou bien par l'ajustement d'une gaussienne. Les deux méthodes sont en excellent accord.

Le nombre de photons détectés est directement dépendant de l'angle solide couvert par le détecteur. Pour assurer un positionnement précis de la source, celle-ci était montée sur un support conçu mécaniquement pour la placer au point cible de l'expérience en ayant une erreur sur la distance entre la source et le capot du détecteur inférieure à 0,1 mm. De plus, des vis d'ajustement permettaient de centrer la source à la position de la cible à mieux de 0,5 mm. Les mesures d'efficacité ont été effectuées pour une position des détecteurs situés à 4 cm de la source - c'est-à-dire correspondant à la position utilisée pendant l'expérience - pour les 3 sources. Des mesures supplémentaires à 12 cm pour la source de ^{133}Ba ont également été réalisées. La précision sur les distances implique une erreur sur les angles solides couverts qui est négligeable.

Les données ont été corrigées pour le temps mort mesuré par les échelles. Les corrections sont de 3% pour le ^{133}Ba , 10% pour le ^{207}Bi et 40% pour le ^{152}Eu . À cause d'un problème de fonctionnement du discriminateur du germanium $\phi = 150^\circ$, à la fin de l'expérience, il n'y a pas de mesure d'efficacité en dessous de 244 keV. Il sera calibré

source	Energie (keV)	Intensité (%)	source ref
^{133}Ba	30,9	98,8	fab
^{133}Ba	35,0	23,2	fab
^{152}Eu	39,9	58,9	nudat2
^{152}Eu	45,4	11,1	nudat2
^{152}Eu	46,6	2,41	nudat2
^{133}Ba	53,2	2,20	fab
^{207}Bi	72,8	21,4	nudat2
^{207}Bi	75,0	35,7	nudat2
^{133}Ba	81,0	34,1	fab
^{207}Bi	84,9	8,27	nudat2
^{207}Bi	87,3	8,02	nudat2
^{152}Eu	121,8	28,40	fab
^{152}Eu	244,7	7,54	fab
^{133}Ba	276,4	7,17	fab
^{152}Eu	295,9	0,443	fab
^{152}Eu	344,3	26,53	fab
^{133}Ba	356,0	62,0	fab
^{152}Eu	367,8	0,842	fab
^{133}Ba	383,9	8,93	fab
^{152}Eu	411,1	2,246	fab
^{152}Eu	444,0	3,10	fab

TAB. 5.2 – Énergie et intensité des raies utilisées pour l'étalonnage en efficacité. Les références fab indiquent des données fournies par le fabricant tandis que nudat2 indique des données tirées du site web nudat2 [86].

en efficacité à 100 keV en relatif par rapport aux autres détecteurs en considérant les comptages mesurés en inclusif à cette énergie. À 200 keV, il a été calibré en efficacité à la fois en relatif par rapport aux comptages inclusifs et en absolu par des simulations, les 2 valeurs obtenues étant en bon accord. Les valeurs d'efficacité mesurées pour chacun des pics considérés sont présentées par des points sur les figures 5.7. Les efficacités qui nous intéressent le plus sont celles pour 100 keV (pour la mesure de X-K de l'uranium) et 200 keV (pour la mesure des X-K de $Z=120$). Pour interpoler les efficacités mesurées à ces énergies, une simulation utilisant le logiciel GEANT4 [87] a été faite. La simulation est basée sur celle faite par A. Lemasson [88] et a été adaptée pour prendre en compte la géométrie de notre montage ainsi que les caractéristiques précises des cristaux de germanium, parmi lesquelles leurs longueurs effectives, des zones mortes non négligeables sur leurs faces de sortie et leur forme exacte. Pour obtenir le meilleur accord possible de la simulation avec les mesures il a fallu, dans la limite des erreurs fournies par le fabricant des détecteurs, ajuster certaines dimensions. Les distances sources-face d'entrée des détecteurs ont été augmentées de 0,4 mm, 2,2 mm et 2,4 mm respectivement pour Ge1, Ge2 et Ge3. L'épaisseur de Ge3 a aussi été réduite de 9,6 mm à 9,0 pour reproduire les points au dessus de 240 keV. Cette modification de l'épaisseur du germanium correspond à doubler l'épaisseur de la zone morte à l'arrière du détecteur, due à l'implantation de lithium pour les contacts.

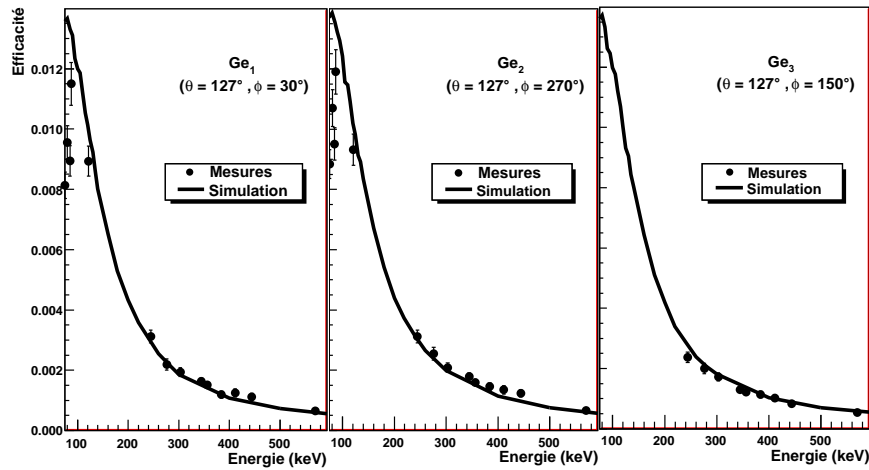


FIG. 5.7 – Efficacités absolues pour les détecteurs germanium 1,2 et 3. La ligne pleine est donnée par une simulation GEANT4 [87] (voir texte).

Pour l'efficacité à 200 keV on utilise directement les valeurs tirées des simulations soit $4,33 \times 10^{-3}$ pour Ge1, $4,39 \times 10^{-3}$ pour Ge2 et $4,19 \times 10^{-3}$ pour Ge3. Les rapports des comptages en inclusif des détecteurs doivent être identiques aux rapports des efficacités.

	$N(\phi = 270^\circ)/N(\phi = 30^\circ)$	$N(\phi = 150^\circ)/N(\phi = 30^\circ)$
mesuré	$0,99 \pm 0,3$	$1,07 \pm 0,04$
simulé	1,01	0,97

TAB. 5.3 – Comparaison entre les rapports de comptages mesurés et ceux prédits par les simulations des efficacités de détection

Cette comparaison est faite à 200 keV dans le tableau 5.3. Nous constatons un écart entre ces valeurs de l'ordre de 5%, que nous considérerons comme l'erreur sur les efficacités à 200 keV.

Pour réduire les taux d'acquisition résultant des comptages très importants sur les germaniums, il a fallu ajuster les seuils des discriminateurs associés à des valeurs relativement élevées. Les efficacités mesurées montrent des seuils relativement nets aux alentours de 80 keV, mais les effets de ces seuils se font probablement encore sentir au delà de 100 keV. Puisque la simulation ne peut prendre en compte les effets des discriminateurs, nous allons utiliser, pour les efficacités à 100 keV, les efficacités déduites à partir d'une interpolation linéaire entre les points mesurés à 122 keV et 87 keV c'est-à-dire $1,11 \times 10^{-2}$, $1,15 \times 10^{-2}$ et $0,88 \times 10^{-2}$ pour les germanium 1, 2 et 3 respectivement. La valeur pour le germanium 3 a été estimée à partir du rapport de comptage en inclusif entre Ge1 et Ge3. L'incertitude sur les efficacités à 100 keV est par conséquent beaucoup plus importante qu'à 200 keV. Les comptages en inclusifs à 100 keV de Ge1 et de Ge2 ont un rapport de 1,04 après application de ces efficacités. Le Ge3, qui a été normalisé sur le Ge1, a bien entendu le même rapport de 1,04 avec le Ge2. Nous retiendrons comme erreur sur les efficacités à 100 keV la différence d'environ 10% entre les valeurs retenues et celles prédites par la simulation.

5.3 Traitement des coïncidences fortuites

Lors des analyses en ligne des résultats il s'est rapidement avéré qu'il était impossible de soustraire complètement par un traitement classique les coïncidences fortuites entre des γ provenant de la désexcitation de l'uranium et les fragments de fission détectés dans les télescopes FLUOX : même en coïncidence avec des fragments de fission, les raies γ caractéristiques de la désexcitation de bande rotationnelle de l'uranium (voir chapitre 6.2.2) étaient toujours visibles et leur intensité n'était que faiblement atténuée par la procédure

classique de soustraction des fortuites que nous allons décrire dans la suite. La présence fortuite d'un pic de γ de 211 keV provenant de la désexcitation d'une bande rotationnelle de l'uranium alors que les raies K du $Z=120$ sont attendues aux alentours de 200 keV est particulièrement gênante. Cette forte proportion de coïncidences fortuites trouve son origine dans une spécificité des convertisseurs analogique-numérique (ADC) utilisés. Nous allons dans un premier temps préciser l'origine de ce fort taux de coïncidences fortuites, puis, à l'aide de deux exemples, nous montrerons comment le fonctionnement des ADC perturbe la mesure de coïncidences. Nous présenterons ensuite un algorithme de déconvolution permettant d'extraire les coïncidences vraies des coïncidences mesurées.

5.3.1 Origine des coïncidences fortuites

Les coïncidences fortuites se produisent lorsque sont codées au sein d'un même événement des informations provenant de plusieurs réactions. Dans la plupart des expériences, on applique un traitement «classique» pour supprimer de façon statistique ces coïncidences fortuites. Pour cela, on mesure la différence de temps entre l'arrivée des deux informations qui sont mesurées en coïncidence. À titre d'exemple, la figure 5.8 montre pour notre expérience la corrélation entre l'énergie détectée dans le germanium à $\phi = 270^\circ$ et le temps mesuré entre l'instant d'apparition d'un signal de ce germanium et l'instant d'apparition en coïncidence d'un signal sur un silicium des télescopes FLUOX. La partie du bas de la figure montre la projection sur l'axe du temps. Nous voyons que les événements sont essentiellement concentrés dans un grand pic en temps, contenant les coïncidences vraies, tandis que les deux pics de plus faible hauteur contiennent uniquement des coïncidences fortuites (l'écart entre les pics correspond à la fréquence du faisceau). Statistiquement, sont présents dans le pic des coïncidences vraies les même éléments fortuits que dans les autres pics. Le traitement classique des coïncidences fortuites consiste donc à sélectionner les événements présents dans le pic de coïncidences vraies et à soustraire statistiquement les événements présents dans les pics de coïncidences fortuites, la probabilité d'avoir une coïncidence fortuite dans le pic des vraies étant censée être la même que dans les pics de fortuites. Cette procédure «classique» ne peut pas être appliquée à nos données. En effet, les coïncidences entre un télescope FLUOX et un germanium étaient détectées à l'intérieur d'une fenêtre de coïncidence de 590 ns de large (voir schéma 4.11). Le signal issu de cette coïncidence déclenchait l'acquisition et une fenêtre de 6 μ s de large était alors envoyée aux ADC des détecteurs germanium pour déterminer le maximum du signal analogique à coder (cette largeur de 6 μ s a été fixée afin d'assurer la détection du maximum des impulsions par ces ADC quelque soit la configuration de déclenchement, les déclenchements avec VAMOS

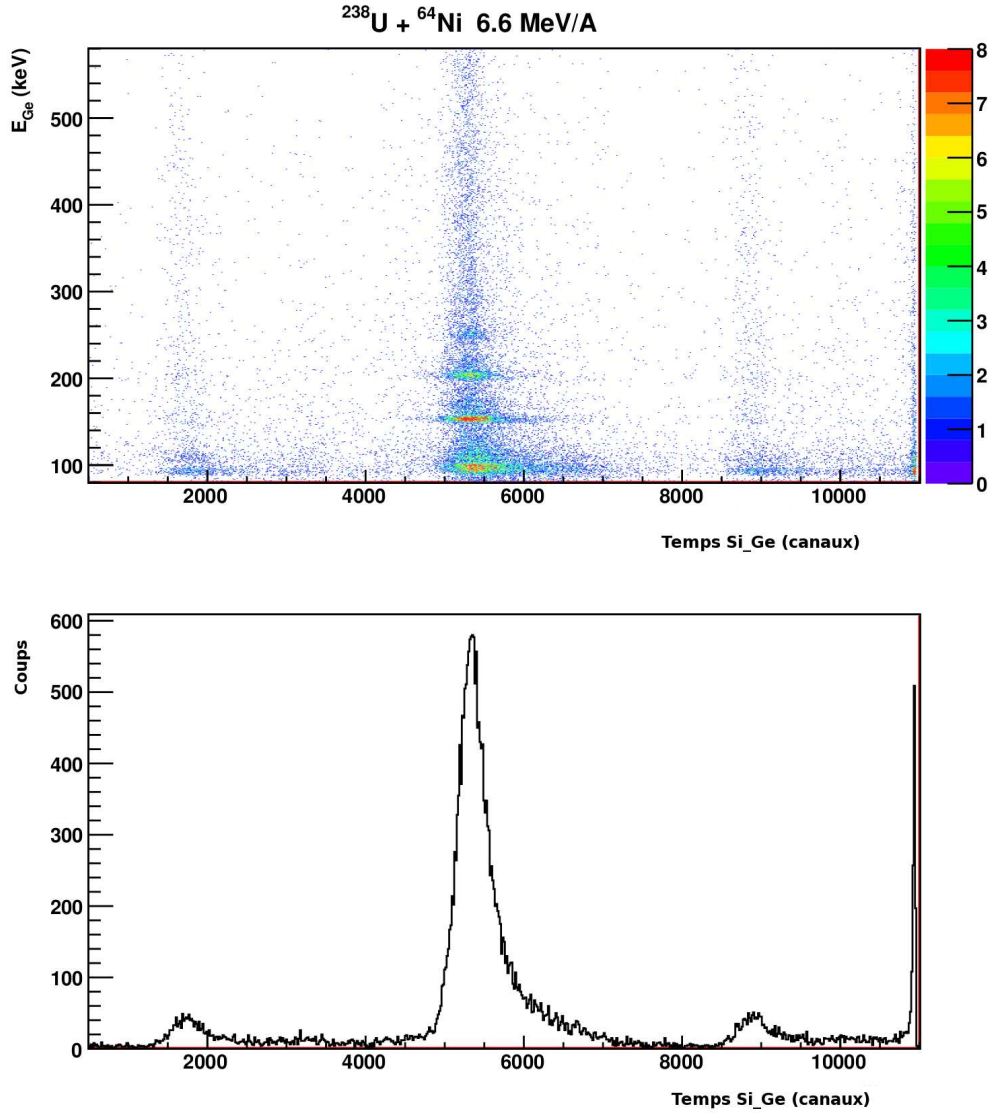


FIG. 5.8 – Figure du haut : matrice de corrélation entre l'énergie détectée dans un détecteur germanium et la différence de temps entre la détection d'un fragment et la détection d'un photon en coïncidence. Figure du bas : projection sur l'axe du temps de la figure du haut.

présentant des fluctuations en temps importantes). Or, les ADC que nous avons utilisés ne conservent pas l'amplitude de la première impulsion détectée, mais conservent la plus grande des impulsions présentes dans cette fenêtre de $6 \mu\text{s}$: si une coïncidence fortuite se produit pendant ces $6 \mu\text{s}$ et que l'amplitude de signal de germanium est supérieure à celle de l'impulsion qui a déclenché, ce sera l'amplitude de la coïncidence fortuite qui sera codée, bien que le déclenchement ait été réalisé par une coïncidence vraie.

Dans notre expérience, de très forts taux de comptage de photons émis par les noyaux d'uranium étaient présents (rayonnement X caractéristique et désexcitation des bandes rotationnelles, section 6.2.1) provenant de l'interaction des projectiles avec la cible, mais également probablement avec les parois, les détecteurs, etc. Il existe donc une forte probabilité de remplacer l'amplitude de l'impulsion ayant déclenché l'acquisition par l'amplitude d'un de ces rayonnements en coïncidence fortuite. Nous allons expliciter dans le paragraphe suivant à l'aide de deux exemples les conséquences de cet effet sur les spectres mesurés et la façon de les corriger.

5.3.2 Exemples simples

La figure 5.9 montre deux cas très simples illustrant l'effet du fonctionnement des codeurs à haut taux de comptage. La colonne de gauche montre en haut une distribution constituée de N_0 événements de même énergie E_0 . Si on suppose qu'il existe une probabilité R_1 qu'un événement d'énergie E_1 (colonne de gauche au milieu) arrive dans la porte de $6\mu\text{s}$ ($E_1 > E_0$), la distribution effectivement mesurée aura M_0 événements d'énergie E_0 et M_1 événements d'énergie E_1 (colonne de gauche en bas) :

$$\begin{aligned} N_0 &= M_0 + M_1 \\ \text{et} \\ M_1 &= R_1 N_0 \end{aligned} \tag{5.6}$$

. La colonne de droite propose une distribution plus complexe avec N_2 événements d'énergie E_2 et N_0 événements d'énergie E_0 . Si nous supposons une probabilité R_2 d'avoir une coïncidence fortuite d'énergie E_0 , les N_0 événements présents initialement à E_0 ne seront pas affectés par la distribution des événements fortuits. En revanche, $N_2 \times R_2$ événements qui étaient initialement à E_2 vont venir s'ajouter à E_0 et on mesure à E_0 et E_2 respectivement les nombres d'événements M_0 et M_2 :

$$\begin{aligned} N_2 &= M_2 + R_2 N_2 \\ N_0 &= M_0 - R_2 N_2. \end{aligned} \tag{5.7}$$

Il est donc possible, pour les deux cas simples présentés, de remonter aux distributions initiales (les distributions des coïncidences vraies) à partir des distributions mesurées, à condition toutefois de connaître les probabilités d'occurrence des coïncidences fortuites. Bien entendu, la situation réelle est beaucoup plus complexe, les distributions mesurées et fortuites étant continues. Nous allons montrer dans le paragraphe suivant qu'il est facile de généraliser les exemples précédents.

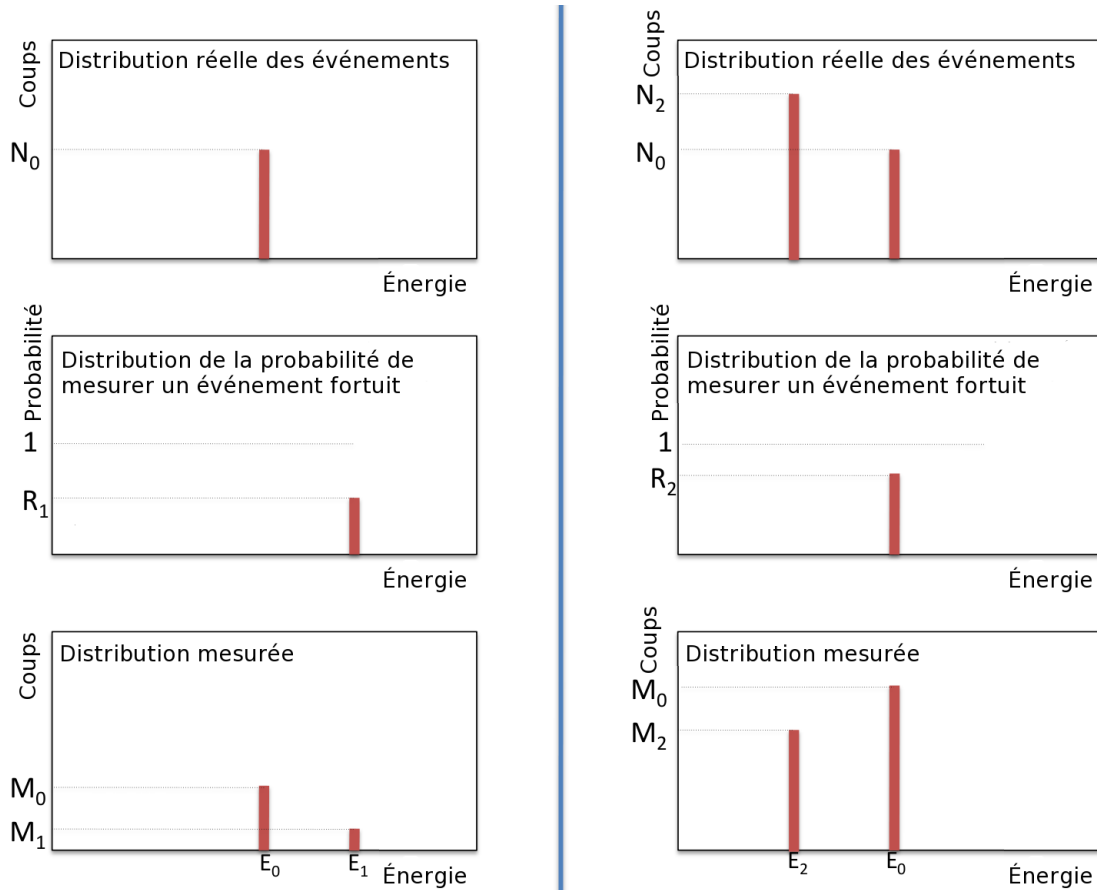


FIG. 5.9 – Exemples simples de distorsions des distributions en énergie des coïncidences induites par les convertisseurs analogique-digital utilisés.

5.3.3 Algorithme de déconvolution

L'ensemble d'équations 5.7 met en évidence la nécessité, pour une énergie donnée, de soustraire tous les coups qui auraient dû être à une énergie plus basse et d'ajouter tous les coups qui ont été codés à une énergie supérieure de manière erronée. Si $M(E)$ est la distribution en énergie mesurée dans un détecteur germanium en coïncidence avec un télescope FLUOX (cette distribution est discrète après codage) et $P_{fort}(E)$ la distribution en probabilité des événements arrivant de façon fortuite dans la porte de $6\mu s$ de l'ADC

du germanium, alors :

$$M(E) = N(E) - N(E) \sum_{E' > E} P_{fort}(E') + P_{fort}(E) \sum_{E'=0}^E N(E'), \quad (5.8)$$

où $N(E)$ est le nombre de coups de coïncidences vraies à l'énergie E . Le deuxième terme du membre de droite est le nombre de coïncidences vraies à une énergie E qui ont disparu parce que codées à l'énergie $E' > E$. Le dernier terme exprime le nombre de coïncidences mesurées à l'énergie E qui provient d'une coïncidence vraie d'énergie $E' < E$. En réorganisant les équations on peut isoler le nombre de coïncidences vraies pour une énergie E ,

$$N(E) = \frac{M(E) - P_{fort}(E) \sum_{E'=0}^E N(E')}{1 - \sum_{E' > E} P_{fort}(E')}. \quad (5.9)$$

Dans l'équation 5.9 il est nécessaire de connaître pour chaque énergie E la probabilité d'événements fortuits et le nombre de coïncidences vraies d'énergie inférieure. Pour l'énergie la plus faible codée, $E = E_0$, le terme de remplissage à partir des énergies inférieures est nul (les coïncidences mesurées ne peuvent être alimentées par des coïncidences vraies d'énergie inférieure).

$$N(E_0) = \frac{M(E_0)}{1 - \sum_{E' > E_0} P_{fort}(E')}. \quad (5.10)$$

L'équation 5.9 se réduit alors à l'équation 5.10 qui peut être calculée directement. Connaissant le nombre de coïncidences vraies à l'énergie E_0 , il est alors possible de résoudre l'équation 5.9 pour le canal immédiatement supérieur de la distribution mesurée. On peut ainsi reconstruire canal par canal la distribution en énergie des coïncidences vraies. Le calcul a été effectué avec des pas en énergie de 100 eV.

5.3.4 Spectres d'événements fortuits

Les calculs présentés dans la section précédente nécessitent la connaissance de la probabilité de coïncidences fortuites pour chacune des énergies considérées. Pour mesurer ces probabilités nous avons utilisé les spectres en énergie des détecteurs germanium lorsque seul un des télescopes FLUOX a déclenché (déclenchement FLUOX "inclusif", et uniquement ce déclenchement, voir section 4.4). L'aspect fortuit des coïncidences mesurées

ainsi peut être vérifié en comparant, comme sur la figure 5.10, les spectres en énergie des détecteurs germanium mesurés lorsque seul le télescope 1, 2 ou 3 de FLUOX a déclenché l'acquisition. Comme nous le verrons au chapitre 6, les événements détectés par les 3 télescopes ont des origines physiques très différentes qui conduisent à des spectres en énergie très différents pour les coïncidences vraies. Par opposition les spectres présentés sur la figure 5.10 ne dépendent que très faiblement du déclenchement considéré, confirmant qu'il s'agit bien de coïncidences fortuites. Nous avons utilisé dans la suite de l'analyse les coïncidences fortuites provenant du télescope 3 qui ont permis une meilleure déconvolution. Nous présenterons au chapitre 6 les coïncidences vraies issues de cette procédure de déconvolution et nous comparerons ces spectres à ceux obtenus à partir d'une soustraction «classique» et nous donnerons une estimation des erreurs résultant de cette procédure.

5.4 Soustraction du fond

Tous les pics que nous allons considérer se détachent sur un important fond. Le fond a été soustrait à partir des fonds produits par la fonction `ShowBackground(Int_t iter)` du programme d'analyse ROOT. La variable `iter` décrit le nombre d'applications de la routine qui est effectué et a été laissée à la valeur par défaut de ROOT soit 20. Pour l'étude de la région des X_K du $Z=120$ (autour de 200 keV), les fonds ont été calculés sur une région comprise entre 130 keV et 300 keV sauf pour certains cas exceptionnels qui seront explicitement mentionnés. Pour l'étude de la région des X_K de l'uranium, la limite inférieure a été abaissée à 45 keV.

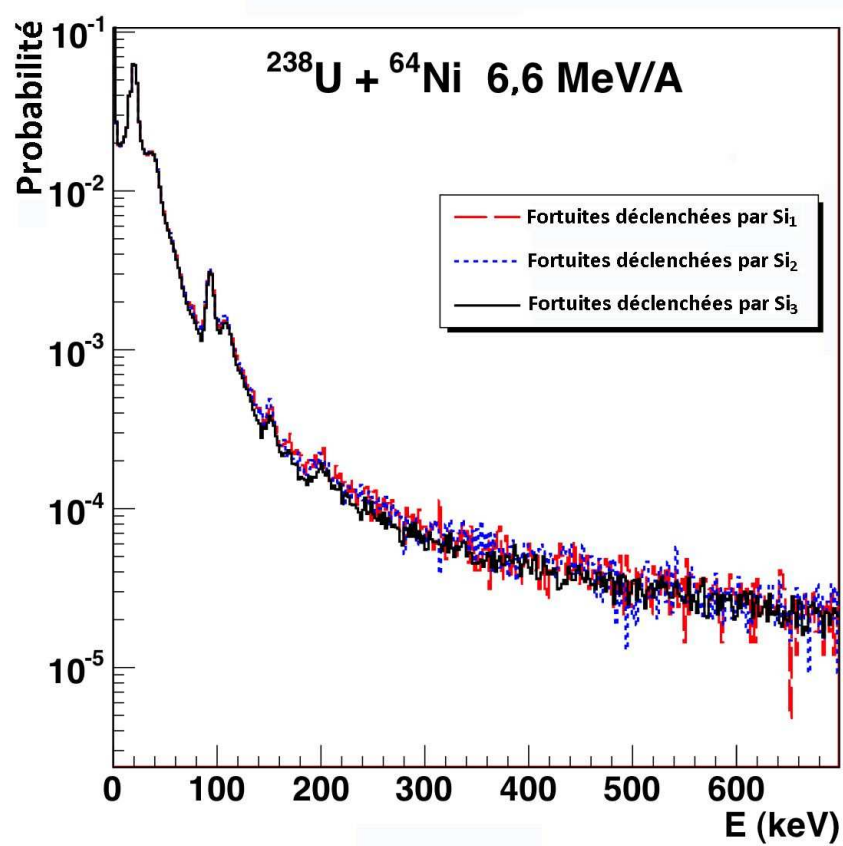


FIG. 5.10 – Comparaison des probabilités de coïncidences fortuites obtenues à partir des déclenchements inclusifs pour les trois télescopes FLUOX.

Chapitre 6

Résultats expérimentaux

Ce chapitre va présenter tout d’abord les distributions en numéros atomiques et en énergie des fragments détectés par les télescopes FLUOX, distributions qui vont nous permettre d’identifier les différents mécanismes de réaction mis en jeu. Nous présenterons ensuite les spectres en énergie mesurés par les 3 détecteurs germanium et les différentes sources d’erreurs sur ces spectres seront discutées. L’origine des photons détectés dans la région d’énergie où sont attendues les raies X_K caractéristiques de l’élément de $Z = 120$ sera ensuite recherchée. Il sera alors possible de présenter l’évolution des multiplicités d’X caractéristiques de l’élément 120 en fonction des numéros atomiques des fragments détectés. Finalement, dans le but d’estimer le temps de fission, la probabilité de création de lacunes en couche K sera déterminée à partir de la mesure des X_K de l’uranium en coïncidence avec les noyaux diffusés élastiquement. Tous ces résultats seront interprétés et discutés dans la dernière partie de ce chapitre.

6.1 Identification des mécanismes de réactions

La recherche de rayonnements X caractéristiques d’un noyau composé nécessite la sélection de réactions nucléaires au cours desquelles un système composite de $Z=120$ a été formé. Ainsi que cela a été rappelé à la section 3.1.2, de simples sélections sur les matrices (Z,E) , Z étant le numéro atomique et E l’énergie cinétique du fragment détecté, permettent une sélection efficace des mécanismes de réaction mis en jeu. Les matrices (Z,E) mesurées dans notre expérience, entre $15,9^\circ$ et $41,6^\circ$ (section 4.1), sont présentées sur les figures 6.1 et 6.2 pour $^{238}\text{U} + ^{58}\text{Ni}$ et $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$ respectivement. Pour les angles

supérieurs seule la diffusion (quasi-)élastique des cibles de nickel est observée.

Le comportement général pour les deux cibles est similaire. Cependant, le ^{64}Ni présente, aux angles les plus à l'avant, un comptage relatif de fragments lourds ($Z > 90$, correspondant à des projectiles diffusés inélastiquement) plus important, en accord avec l'angle d'effleurement, dans le référentiel du laboratoire, du projectile plus grand ($14,0^\circ$ pour le ^{58}Ni et $15,6^\circ$ pour le ^{64}Ni) et la vitesse du centre de masse plus faible pour ce système. La composante contenant les fragments lourds provenant soit du processus de quasi-fission soit du processus de fusion-fission (voir 3.1) se distingue aisément entre $70 \leq Z \leq 90$ pour des angles inférieurs à environ 20° et est également plus intense pour le ^{64}Ni que pour le ^{58}Ni . Pour des angles plus grands que 20° , le Z correspondant à cette composante ayant fortement diminué, il n'est plus possible de la distinguer de la composante de fission séquentielle de l'uranium, présente à tous les angles pour des fragments entre $35 \leq Z \leq 65$. Rappelons que parmi les fragments de Z compris entre $35 \leq Z \leq 65$ se trouvent les fragments légers de fission et de quasi-fission correspondant aux cassures asymétriques observées pour ces systèmes. Les noyaux de recul de la cible diffusée inélastiquement ($Z \approx 28$) sont observés aux angles les plus à l'avant avec une intensité plus forte dans le cas du ^{58}Ni (angle d'effleurement de $34,4^\circ$) que dans le celui de ^{64}Ni (angle d'effleurement de $49,7^\circ$).

Ce comportement correspond globalement à celui observé dans la référence [23], pour le système $^{238}\text{U} + ^{58}\text{Ni}$. Il faut cependant souligner que la résolution en Z obtenue dans notre expérience, très inférieure à celle obtenue dans la référence [23], ne va pas permettre des séparations très franches des différentes composantes, ce qui va principalement affecter la discrimination entre les réactions de diffusion inélastique du projectile (à $Z \simeq 92$) et les réactions de quasi-fission et de fusion-fission présentes pour $Z \lesssim 90$. Nous présentons sur la figure 6.3 la comparaison entre la distribution de Z mesurée à 20° pour notre expérience et celle de la référence [23]. Nous constatons que les distributions sont comparables, bien que dans notre expérience elle soit légèrement décalée et élargie par la pauvre résolution en Z .

La systématique de Viola donne l'énergie cinétique la plus probable, dans le centre de masse, des fragments de fission [89] :

$$\langle E_k \rangle = (0,1189 \pm 0,0011)Z^2/A^{1/3} + (7,3 \pm 1,5)\text{MeV} \quad (6.1)$$

où Z et A sont le nombre de charge et la masse du noyau fissionnant. Cette formule analytique est basée sur la répulsion coulombienne entre deux sphères allongées. La systématique est censée reproduire correctement l'énergie cinétique la plus probable des

fragments pour des noyaux fissionnant ayant une énergie d'excitation supérieure à la barrière de fission. La systématique utilisée ici diffère de la systématique de Viola précédemment utilisée [90] car elle a été ajustée sur des mesures à haute précision de la distribution en énergie des fragments de (quasi-)fission pour différents systèmes, notamment une mesure faite sur la quasi-fission du système composite super-lourd $^{302}\text{120}$. Cette nouvelle systématique semble donc mieux adaptée à nos besoins.

Les prédictions de la systématique de Viola sont indiquées sur les figure 6.1 et 6.2 par les carrés noirs. Les vitesses des fragments dans le référentiel du laboratoire ont été calculées pour des masses de fragments considérant l'évaporation de neutrons pendant la fission [23]. Nous avons également indiqué par des triangles la corrélation (Z,E) la plus probable pour une énergie cinétique des fragments correspondant à la valeur de la systématique de Viola augmentée de 20%. Nous voyons que même en augmentant de 20% l'énergie cinétique la plus probable des fragments dans le centre de masse, la cinématique de la réaction ne permet pas à des fragments de fission de $Z \gtrsim 80$ d'atteindre nos angles de détection. La région de Z supérieurs à 80 et inférieurs à 90 semble donc peuplée par des fragments de fission ayant des énergies supérieures à l'énergie la plus probable. Bien que, selon la systématique de Viola, il est possible de détecter des fragments correspondant à des cassures symétriques ($Z \sim 60$) pour tout les angles inférieurs à environ 28° , ces fragments ne représentent jamais un maximum dans la distribution des fragments. Cette faible section efficace associée à des cassures symétriques a déjà été soulignée dans les références [22, 23] qui ont conclu que la fission observée dans ces expériences était asymétrique en Z, avec des maxima de production de fragments de fission voisins de $Z = 80$ pour le fragment lourd et de 40 pour le fragment léger.

Notre dispositif expérimental nous a donné accès aux corrélations entre un fragment de (quasi-)fission détecté dans un des télescopes de FLUOX et son complémentaire, éventuellement détecté après le spectromètre VAMOS. L'étude de ces coïncidences ne fait pas partie du présent travail de thèse. Néanmoins, les analyses préliminaires effectuées durant la prise de données ont montré que, à cause de l'acceptance limitée du spectromètre VAMOS, le nombre de fragments très lourds ainsi retenus ($70 \leq Z \leq 90$) chutait d'un facteur environ 9 et celui des fragments légers ($30 \leq Z \leq 65$) d'un facteur d'environ 25. Comme nous allons le voir par la suite, cette diminution importante de la statistique obtenue en coïncidence va rendre impossible toute analyse significative des coïncidences triples fragment-fragment-photon. L'analyse exhaustive des coïncidences fragment-fragment faite dans [23] et rappelée en 3.1 a montré, pour le système $\text{U} + {}^{nat}\text{Ni}$, que tous les événements détectés en simple dans la région $70 < Z < 90$ étaient accom-

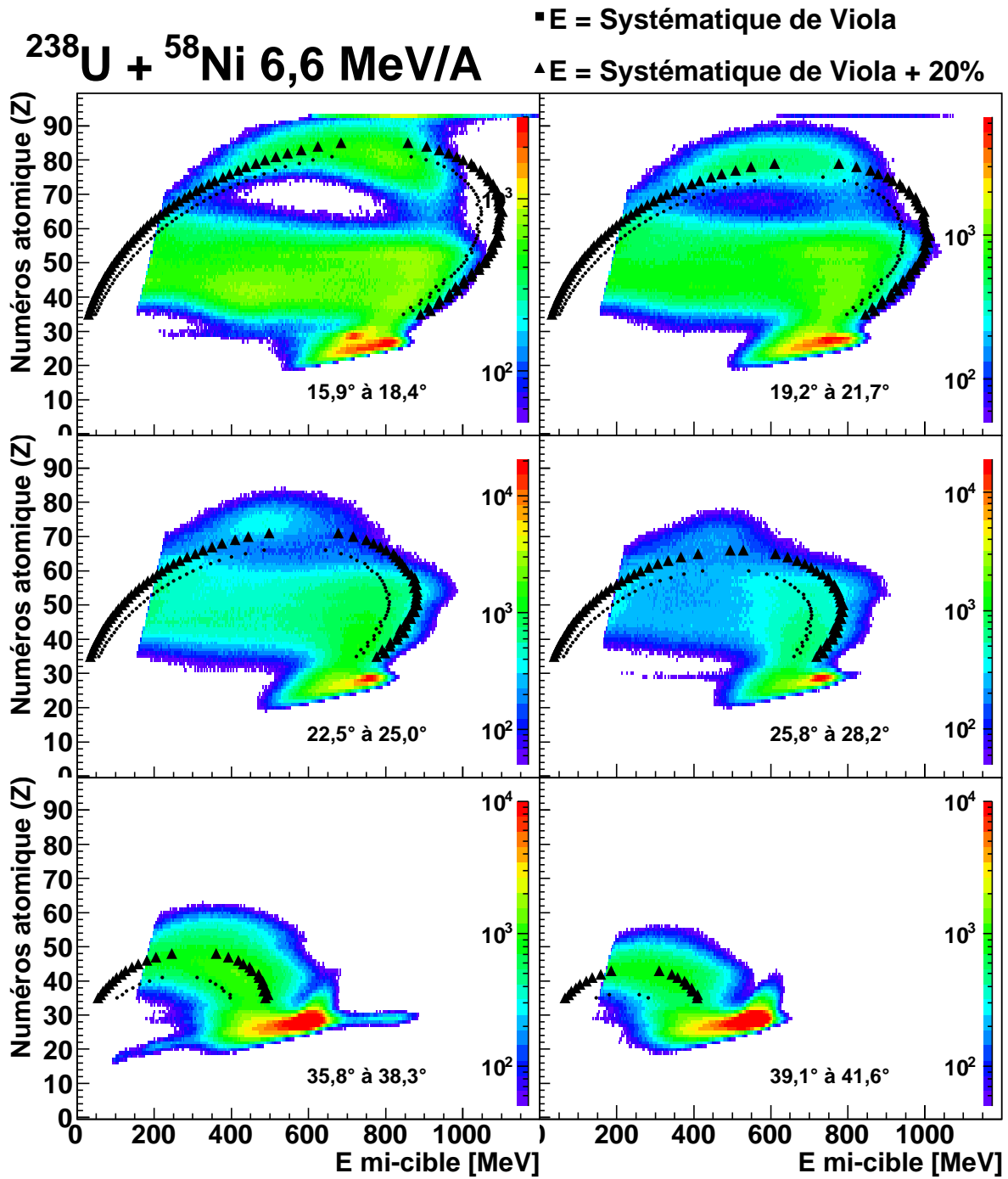
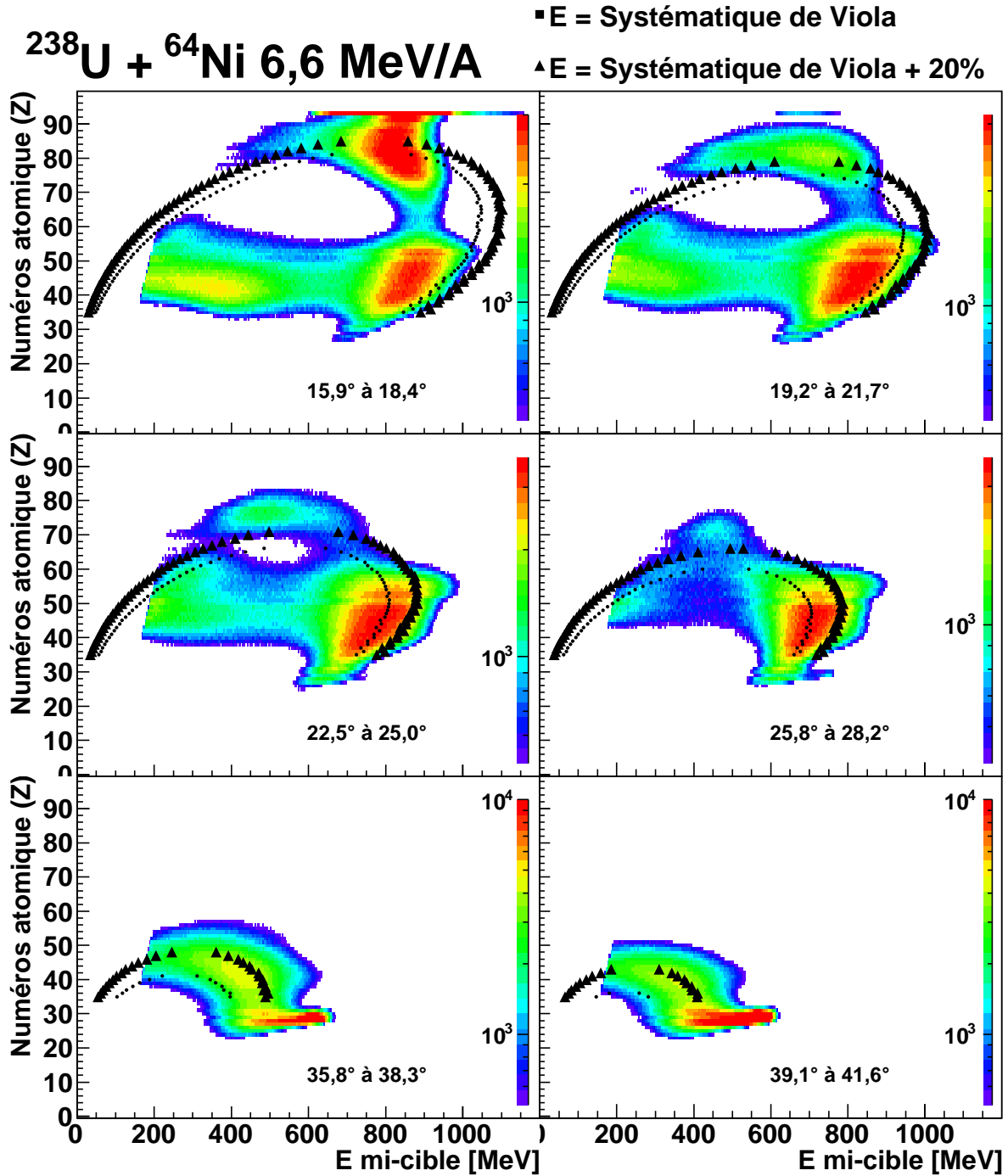


FIG. 6.1 – Distribution Z-E des produits de réactions détectés dans les télescopes FLUOX pour $^{238}\text{U} + ^{58}\text{Ni}$. Les carrés correspondent à l'énergie de Viola [90] alors que les triangles sont calculés avec 1,2 fois l'énergie de Viola dans le centre de masse.

FIG. 6.2 – Similaire à la figure 6.1 mais pour $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$

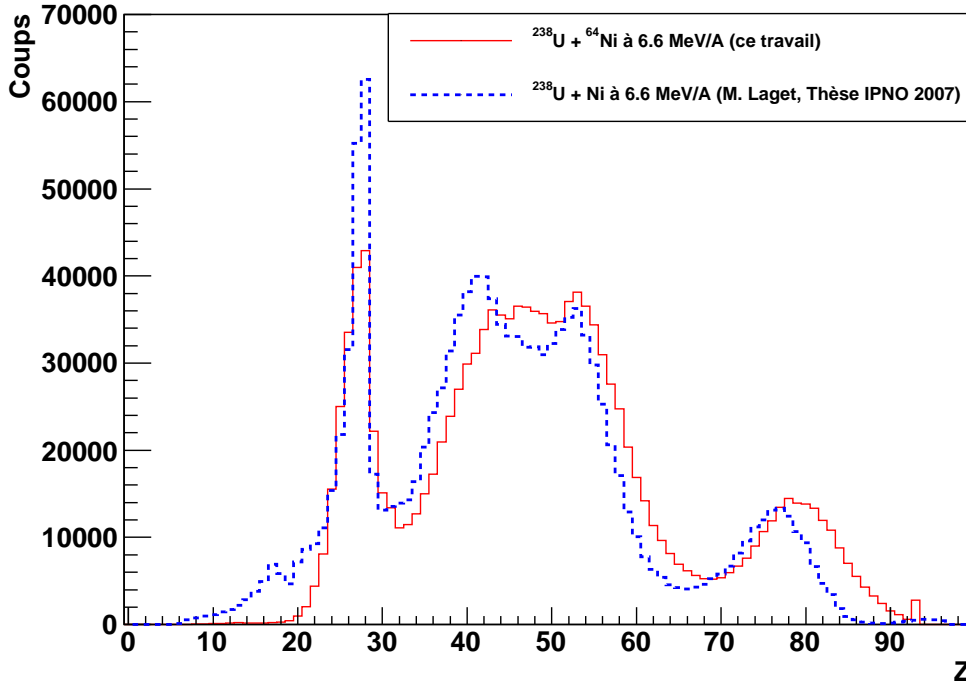


FIG. 6.3 – Distribution de la charge des produits de réaction à 20° . En trait plein rouge, distribution obtenue dans le présent travail. En trait bleu, distribution mesurée dans [23]

pagnés d'un fragment complémentaire conduisant à un système composé de $Z=120$ (figure 3.2) : imposer une coïncidence fragment-fragment dans cette région n'apporte aucune information supplémentaire sur l'origine des fragments. Bien que l'étude faite dans [23] ait porté sur le système $U + {}^{nat}\text{Ni}$, la similarité des matrices (Z,E) mesurées pour la cible de ${}^{58}\text{Ni}$ et celle de ${}^{64}\text{Ni}$, permet d'appliquer les conclusions de cette étude sur la sélection des mécanismes de réaction à partir des matrices (Z,E) (voir section 3.1) au système ${}^{238}\text{U} + {}^{64}\text{Ni}$ que nous allons étudier dans la suite.

En résumé, l'analyse des corrélations Z,E montre que l'on doit essentiellement rechercher des raies X caractéristiques du noyau $Z=120$ dans la région des fragments très lourds, $70 < Z < 90$. Toutefois, des fragments de fission du noyau de $Z=120$ seront également détectés pour des Z inférieurs à 70, mélangés à d'autres fragments. Pour des Z détectés inférieurs à 70, des X caractéristiques du noyau de $Z=120$ sont donc attendus en coïncidence, mais avec des multiplicités plus faibles que pour les fragments très lourds.

6.2 Spectres en énergie des photons

6.2.1 Spectre en inclusif

Le premier spectre qui doit être étudié est le spectre en inclusif (figure 6.4) des détecteurs germanium. Il s'agit du spectre constitué grâce au déclenchement de l'acquisition par les signaux échantillonnés des discriminateurs des détecteurs germanium, sans aucune condition sur une éventuelle coïncidence. Nous allons d'abord présenter une description générale des spectres en soulignant l'effet des atténuateurs de titane (voir figure 4.10) et des seuils en énergie. Nous allons ensuite examiner la région aux alentours de 100 keV qui contient les raies X_K de l'uranium, nécessaires à la mesure de la probabilités de création de lacunes en couche K. Ensuite nous étudierons la région 130-300 keV où il est attendu de trouver les raies X_K caractéristiques de l'élément 120.

Le spectre inclusif mesuré par le détecteur germanium placé à $\phi=30^\circ$ est présenté sur la figure 6.4, dans sa totalité en haut et dilaté dans la région entre 0 et 90 keV en bas. Rappelons que les seuils de détection ont été ajustés autour de 80 keV. La détection sous ce seuil ne résulte donc que du très fort taux de comptage sous les seuils associé à la transparence des discriminateurs utilisés. Les spectres à faible énergie sont d'autant plus biaisés que la détection est fortement atténuée par la feuille de titane de 500 μm (voir figure 4.10). La présence de pics autour de 20 keV s'explique par le très fort taux de comptage associé aux raies X-L de l'uranium. Une bosse est nettement visible autour de 40 keV. Elle correspond à la région où est attendu le γ de la désexcitation des transitions de la bande rotationnelle de l'uranium 2+ vers le 0+ (voir tableau 6.1) ainsi qu'à une région d'empilements des raies autour de 20 keV, mais pourrait également contenir des raies de fluorescence X-L de l'élément 120, attendues autour de 35 keV (cette valeur provient d'une dépendance grossière en Z^2 des énergies caractéristiques). Un pic intense est visible à 92 keV. Il provient de la non séparation des raies $X-K_{\alpha 1}$ et $X-K_{\alpha 2}$ de l'uranium, attendues respectivement à 92 et 88 keV après correction pour l'effet Doppler (tableau 6.1) résultant d'une émission à partir d'un émetteur reculant à 0° et à la vitesse du faisceau. La raie γ de la désexcitation de transition de la bande rotationnelle de l'uranium (4+ vers le 2+), attendue à 96 keV après correction pour l'effet Doppler n'est pas discernable et doit se situer entre les raies $X-K_\alpha$ et $X-K_\beta$ de l'uranium. La non séparation de ce γ des raies X-K de l'uranium va nous contraindre à des corrections lorsque nous extrairons la probabilité de créer des lacunes dans la couche K de l'uranium diffusé élastiquement (voir 6.6). Le pic visible vers 106 keV provient du rayonnement K_β de l'uranium, attendu à 103 keV.

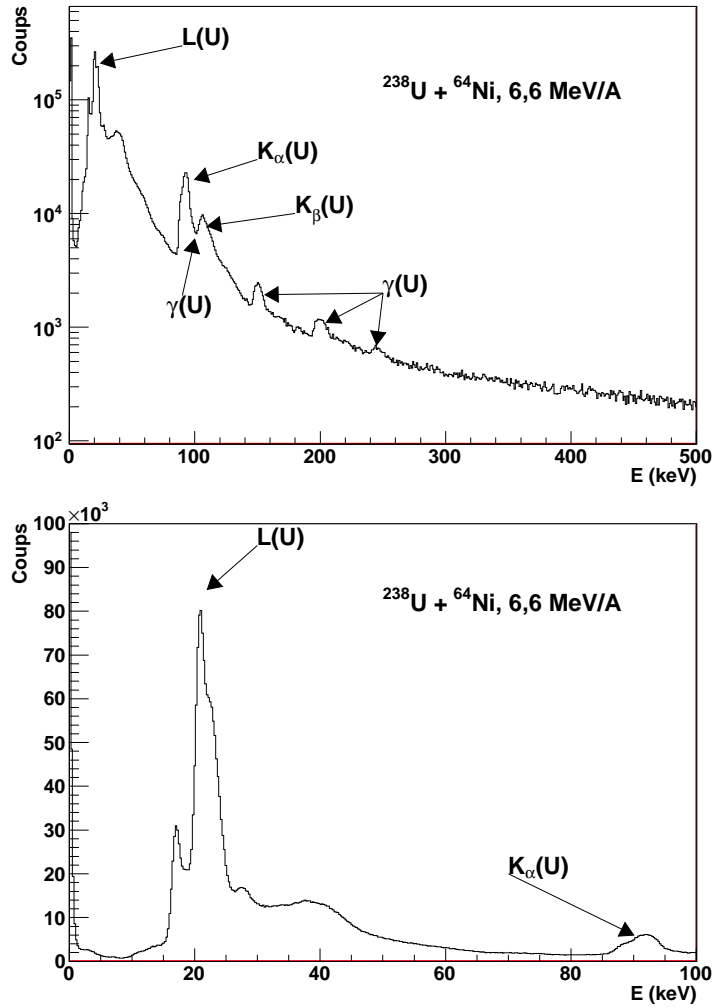


FIG. 6.4 – Spectres en énergie mesurés en inclusif par le détecteur germanium à $\phi = 30^\circ$. La figure du haut montre le spectre obtenu avec l'amplificateur à faible gain et la figure du bas avec l'amplificateur à grand gain

Transition γ	Energie (émission au repos) (keV)	Energie (avec effet Doppler) (keV)
2+→0+	44,915	41,7717
4+→2+	103,50	96,255
6+→4+	158,80	147,70
8+→6+	211,0	196,2
10+→8+	257,8	239,0
12+→10+	300,6	279,7
Transition X_K ou X_L	Energie (émission au repos) (keV)	Energie (avec effet Doppler) (keV)
$K\alpha_1$	98,943	92,02
$K\alpha_2$	94,665	88,04
$K\beta_1$	111,300	103,51
$L\alpha_1$	13,614	12,66
$L\alpha_2$	13,438	12,50
$L\beta_1$	17,220	16,01
$L\beta_2$	16,428	15,28
$L\gamma_1$	20,167	18,76

TAB. 6.1 – Énergies des γ provenant de la désexcitation des transitions de la bande rotationnelle de la séquence principale de l'uranium [86] et énergies des principales raies X_K et X_L de l'uranium [91, 92]. La troisième colonne donne l'énergie détectée à $\theta = 127^\circ$ en considérant le décalage résultant de l'effet Doppler pour une émission à partir d'un noyau (ou d'un atome) à la vitesse et dans la direction du faisceau

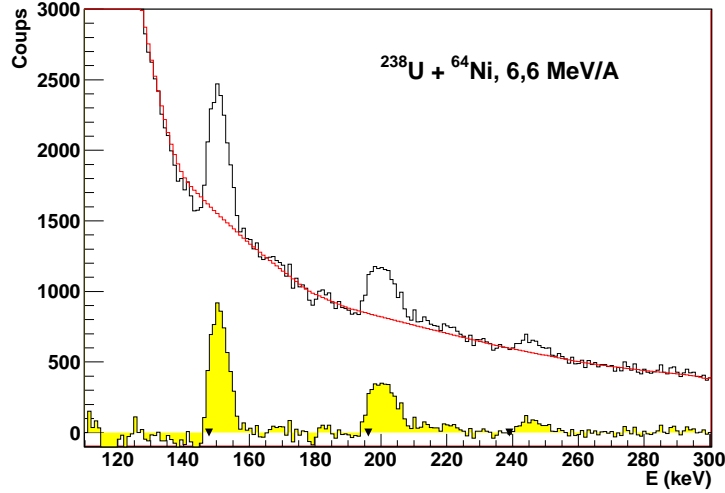


FIG. 6.5 – Spectre en énergie mesuré en inclusif pour le détecteur germanium à $\phi = 30^\circ$ avec (courbe en noir) et sans fond (spectre rempli en jaune).

Aux plus hautes énergies, on trouve essentiellement 3 pics à environ 150 keV, 200 keV et 245 keV. La figure 6.5 présente ces pics avant et après soustraction du bruit de fond. Les 3 pics correspondent à la désexcitation par émission γ des transitions de la bande rotationnelle de l'uranium, attendus à 148, 196 et 239 keV en considérant le décalage Doppler (voir tableau 6.2.1). Cette région d'énergie entre 150 et 250 keV correspond à la région que nous allons étudier plus attentivement par la suite car c'est elle qui est censée contenir les raies X-K de l'élément 120. La présence intense des trois γ de l'uranium observés en inclusif va conduire à des coïncidences fortuites non négligeables. Pour estimer le taux de ces coïncidences fortuites, nous allons par la suite utiliser le rapport de comptage entre la raie à 150 keV et la raie à 200 keV, ce rapport valant pour les spectres inclusifs 1,7.

6.2.2 Spectre en coïncidence avec des fragments lourds

Les X et les γ émis par l'uranium ne sont évidemment pas ce qui motive notre effort expérimental. Dans le but de détecter les X émis par le système composé $Z=120$, nous avons sélectionné les X en coïncidence avec des fragments lourds détectés dans le premier télescope FLUOX, entre 16 et 28° , en imposant la condition $35 \leq Z \leq 90$. Cette condition permet de supprimer les fragments diffusés (quasi-)élastiquement et de ne conserver que des fragments provenant soit de la fission d'un uranium diffusé inélastiquement, soit de la (quasi-)fission d'un système composite de $Z=120$ (section 3.1).

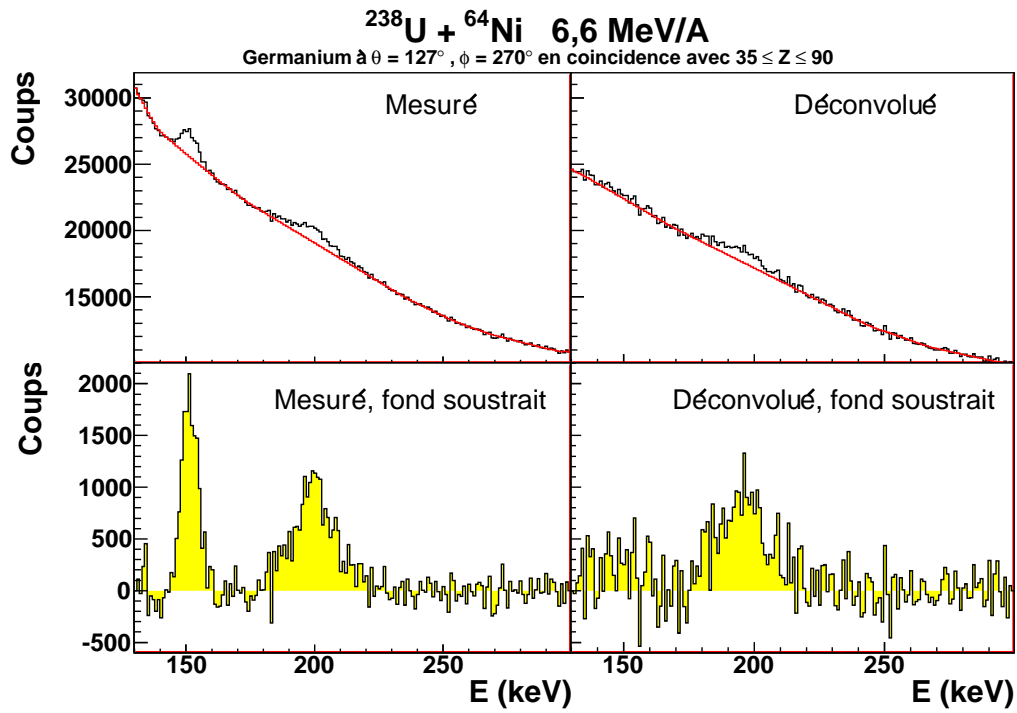


FIG. 6.6 – La partie supérieure gauche de la figure présente le spectre en énergie mesuré. La partie supérieure droite montre le spectre après déconvolution des coïncidences fortuites. La partie inférieure montre les spectres de la partie supérieure après soustraction des fonds. Les fonds soustraits sont indiqués en haut par les lignes rouges.

Sur la partie gauche, en haut de la figure 6.6 on voit le spectre mesuré par le germanium situé à $\phi = 270^\circ$. Le spectre sans bruit de fond est présenté dans la partie inférieure. La comparaison avec le spectre mesuré en inclusif (figure 6.5) montre que le pic à 250 keV a disparu. Les pics à 150 et 200 keV sont cependant encore présents bien que les γ provenant de la désexcitation des bandes rotationnelles de l'uranium ne devraient pas être observés en coïncidence avec ces fragments. En effet, l'émission de la part du (quasi-)uranium est limitée par le temps de fission de l'uranium. Les temps typiques de fission pour l'uranium varient en fonction de l'énergie et s'étendent de quelque 10^{-16} s pour une énergie d'excitation de quelques MeV [93] jusqu'à 3×10^{-19} s pour une énergie d'excitation de 250 MeV [30]. Ces temps excluent l'émission de γ des bandes rotationnelles qui sont des émissions de fin de chaîne de désexcitation (en revanche, ils peuvent permettre l'émission statistique de γ correspondant à des transitions à plus haute énergie d'excitation). Donc, les coïncidences observées avec ces γ des bandes rotationnelles de l'uranium ne peuvent être que fortuites. Compte tenu des hautes intensités de comptage, la présence de coïncidences fortuites n'est pas surprenante. Le premier pic s'étend de 145 keV à 160 keV, à la base. Cette largeur est la même que pour les mesures inclusives (figure 6.5). Le pic à 200 keV est lui aussi toujours présent mais sa forme a changé, la largeur à la base passe de 15 keV (195 keV à 210 keV) pour la mesure inclusive, à plus de 40 keV (180 keV à 220 keV) en coïncidence. De plus, la forme du pic n'est pas aussi régulière que lors de la mesure inclusive : on peut deviner un pic relativement large surmonté par un pic plus étroit. La position du pic étroit observé est environ 200 keV, soit la même énergie qu'en inclusif. Il semble donc probable que se trouve dans le pic détecté en coïncidence à 200 keV une composante supplémentaire à celle provenant du γ de l'uranium.

La partie de droite de la figure 6.6 montre les mêmes spectres en énergie des X et des γ détectés, constitués avec les mêmes sélections que pour la partie de gauche, mais en appliquant la procédure de déconvolution présentée à la section 5.3. Le pic à 150 keV est très fortement réduit par le traitement des coïncidences fortuites tandis que le pic à 200 keV est faiblement affecté. Seule la proéminence étroite qui surplombait le pic à 200 keV a été supprimée. Le pic résiduel est large, entre 180 et 220 keV, et est légèrement asymétrique à basse énergie. La largeur du pic déconvolué à 200 keV n'est pas un artifice créé par la procédure de déconvolution, la composante large étant observée avant l'application de la procédure. Cependant, pour nous assurer que la déconvolution ne crée pas de distorsion, nous allons vérifier son effet lors de son application à un spectre en coïncidence avec le recul élastique et quasi-élastique de la cible pour lequel l'allure caractéristique de la décroissance des bandes rotationnelles de l'uranium doit être observée.

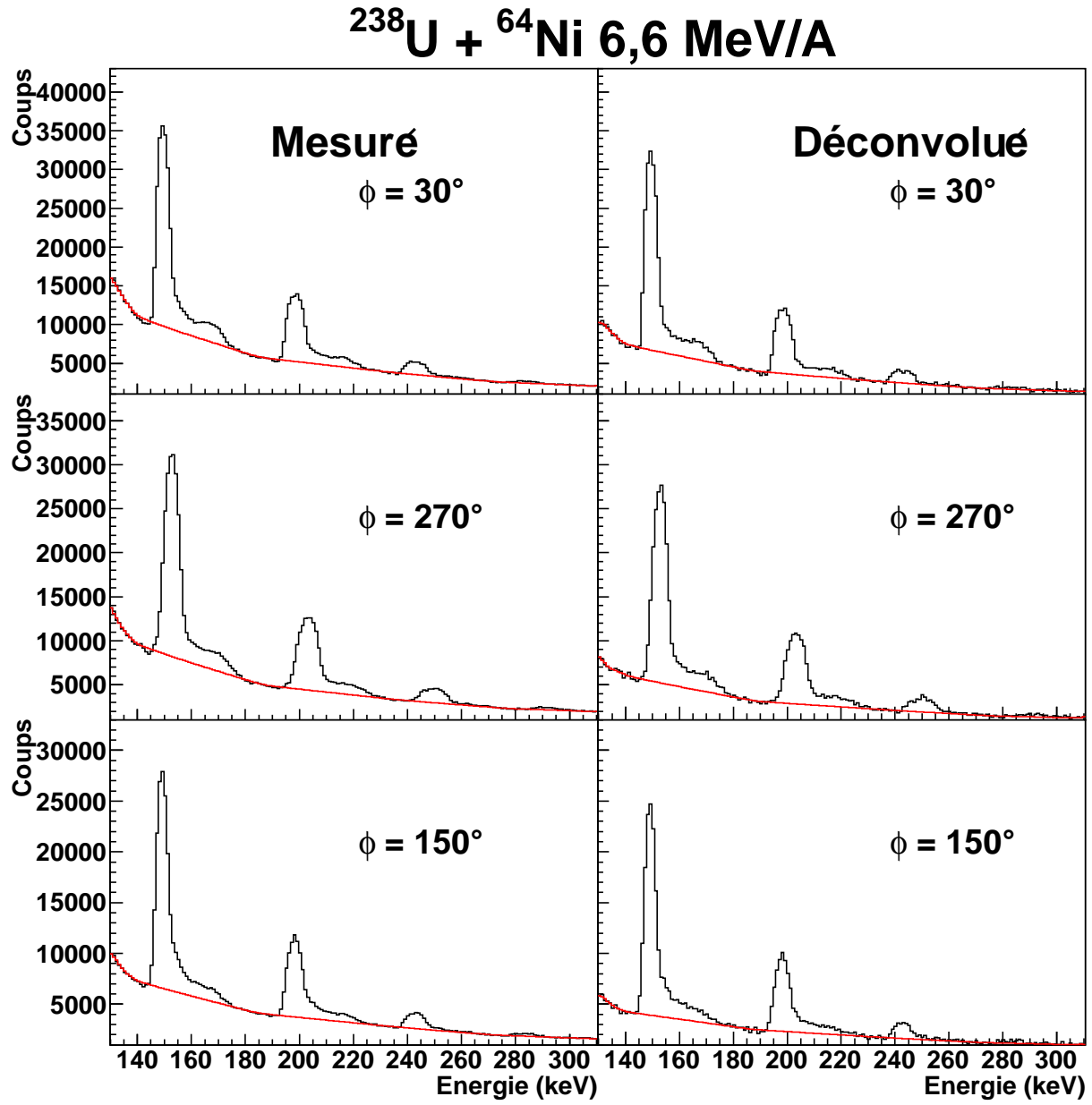


FIG. 6.7 – Spectres en énergie des photons détectés en coïncidence avec un noyau de nickel (quasi)-élastique détecté par le troisième télescope FLUOX. À gauche, spectres mesurés ; à droite, spectres après déconvolution des coïncidences fortuites

E_0	$E_{\phi=30\text{ou}150^\circ}$	$E_{\phi=270^\circ}$
158,8 keV	148,2 keV	151,7 keV
211,0 keV	196,9 keV	201,5 keV
257,8 keV	240,6 keV	246,2 keV

TAB. 6.2 – Énergie des γ de l'uranium émis au repos et énergie calculée en prenant en compte l'effet Doppler résultant d'une émission par un projectile diffusé élastiquement lorsque la cible recule à $\theta=62^\circ$, l'angle moyen de détection du nickel dans le troisième télescope FLUOX.

Les spectres affichés sur la figure 6.7 sont faits en coïncidence des fragments de $25 \leq Z \leq 30$ détectés entre 56° et 69° , dans le troisième télescope de FLUOX, soit des angles très supérieurs à l'angle d'effleurement de la cible, garantissant ainsi une détection totalement dominée par des réactions élastiques ou faiblement inélastiques. La partie gauche de la figure montre les spectres mesurés et la partie droite montre les spectres après déconvolution. Sur ces figures, on retrouve sans ambiguïté 3 pics provenant de la désexcitation des transition de la bande rotationnelle de l'uranium, accompagnées d'une traîne de faible intensité correspondant à des empilements avec les raies très intenses observées en inclusif autour de 20 keV. La figure 6.8 présente ces mêmes spectres déconvolués, après soustraction du fond. On constate que l'on retrouve bien ici des largeurs de pics à 150 keV et à 200 keV identiques aux largeurs mesurées sur les spectres en inclusif. De même, le rapport R du comptage du pic à 150 keV sur le comptage à 200 keV vaut ici $R = 2,1$ (moyenné sur les trois détecteurs), une valeur très supérieure à celle obtenue en coïncidence avec $35 \leq Z \leq 90$ pour la figure 6.6 ($R = 0,29$), mais voisine bien que légèrement supérieure (ainsi que l'on s'y attend pour une sélection pure de réactions de diffusions élastiques et inélastiques) à celle obtenue lors des mesures en inclusif ($R = 1,7$). Les lignes verticales sur la figure 6.8 montrent que les pics pour détecteurs à $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 150^\circ$ sont à la même énergie tandis que pour le détecteur à $\phi = 270^\circ$ ils sont décalés vers les plus hautes énergies d'environ 5 keV. Les énergies mesurées sont compatibles avec les calculs effectués en considérant l'effet Doppler résultant de l'émission à partir d'un projectile élastique en coïncidence avec le recul élastique de la cible (tableau 6.2). Les énergies calculées sont indiquées par des flèches sur la figure 6.8. La symétrie des détecteurs germanium par rapport aux télescopes de FLUOX est responsable de la similarité du décalage observé pour les détecteurs à 30° et 150° et de la différence de celui à 270° . Le traitement des coïncidences fortuites n'induit donc ni décalage en énergie ni élargissement des pics et ne peut être responsable de la présence d'un pic très large à 200 keV sur la figure 6.6.

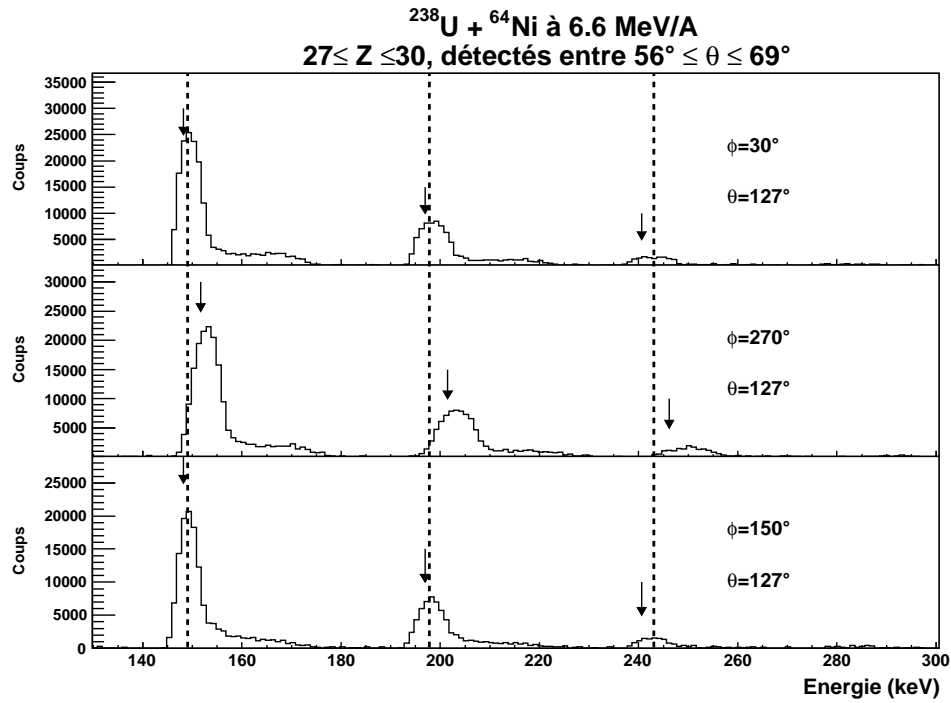


FIG. 6.8 – Spectres en énergie obtenus en coïncidence avec des réactions de diffusions élastiques. Les lignes pointillées servent à guider les yeux. Les flèches indiquent les énergies attendues pour les γ provenant de la désexcitation des bandes rotationnelles de l'uranium en prenant en compte l'effet Doppler.

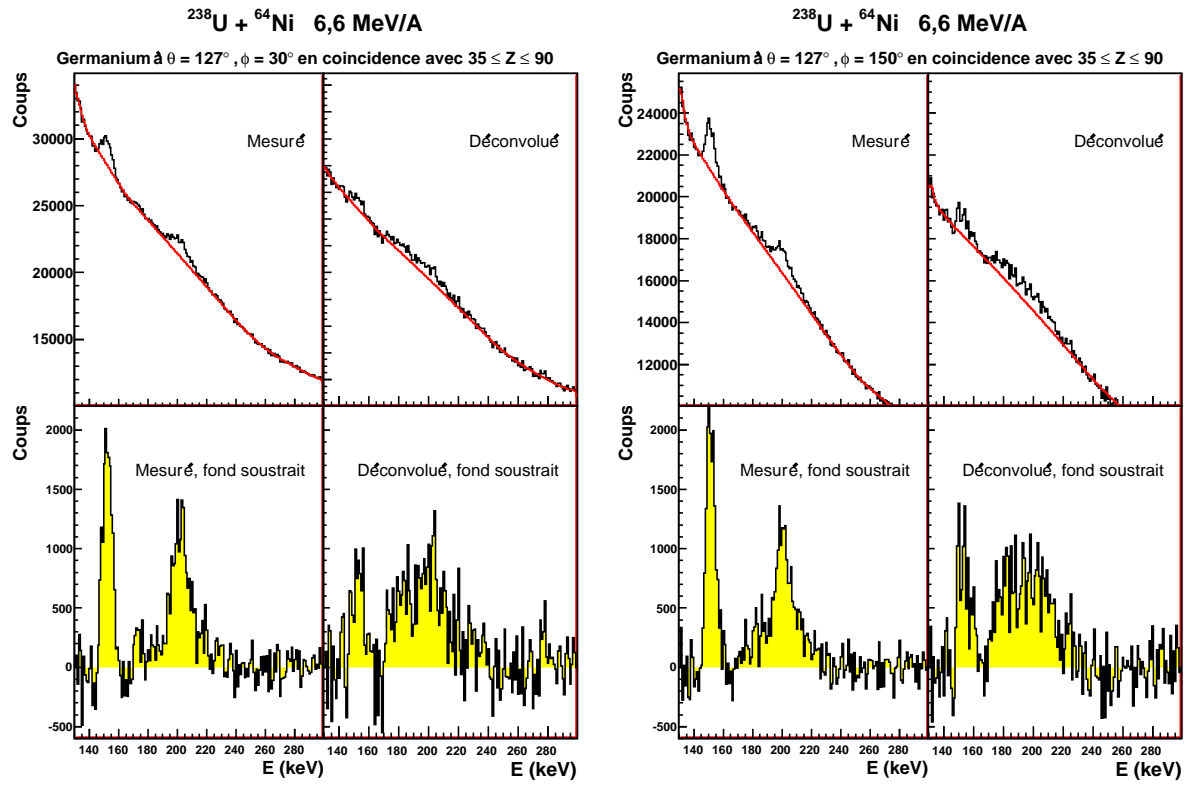


FIG. 6.9 – Mêmes spectres que pour la figure 6.6 pour les détecteurs germanium à $\phi = 30^\circ$ (à gauche) et 150° (à droite).

La figure 6.9 montre, avec la même présentation que la figure 6.6, les spectres des détecteurs germanium à $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 150^\circ$ mesurés en coïncidence avec les fragments lourds de $35 \leq Z \leq 90$ détectés par le premier télescope FLUOX. Les spectres mesurés sont similaires à celui mesuré à $\phi = 270^\circ$ (figure 6.6) avec essentiellement un pic vers 150 keV et un autre vers 200 keV. Toutefois, après traitement des coïncidences fortuites, le pic à 150 keV apparaît moins bien soustrait qu'à 270° . Néanmoins, le spectre résiduel ne peut correspondre à celui attendu pour la désexcitation des transitions de la bande rotationnelle de l'uranium : le rapport N_{150}/N_{200} entre la surface du pic à 150 keV (prise entre 145 et 150 keV) et celle du pic à 200 keV (prise entre 180 et 214 keV) vaut 0,33 et 0,35 à $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 150^\circ$ respectivement (pour rappel $N_{150}/N_{200} = 0,29$ à $\phi = 270^\circ$), valeurs à comparer à $N_{150}/N_{200} = 1,7$ pour les spectres en inclusifs. Nous pouvons donc déjà conclure de ces rapports que les pics très larges observés pour nos 3 détecteurs vers 200 keV après traitement des fortuites proviennent principalement de coïncidences non fortuites.

6.3 Erreurs et incertitudes sur les spectres

Dans la suite nous allons principalement travailler sur des spectres après traitement des fortuites et soustraction du bruit de fond. Nous allons discuter ici les 3 sources d'erreurs principales sur ces spectres : les erreurs d'origines statistiques liées au comptage, les erreurs dues à la soustraction de bruit de fond et les erreurs liées au traitement des fortuites.

Après traitement des coïncidences fortuites et soustraction du fond, nous avons considéré une erreur purement statistique pour les spectres en énergie correspondant à la racine carrée du nombre de coups, avant la soustraction du fond, dans chaque canal. La figure 6.10 en haut montre que dans le pire des cas que nous allons traiter par la suite (à cause de la faible statistique des fragments contenus dans la sélection $80 \leq Z \leq 90$), les erreurs statistiques permettent sans difficulté de faire ressortir du fond le pic autour de 200 keV. De plus, même si cette erreur statistique reste importante pour un canal, elle sera fortement réduite lorsque toutes les erreurs seront sommées quadratiquement pour intégrer le nombre de coups contenus dans les pics.

Pour estimer l'erreur sur les fonds soustraits deux approches ont été suivies. Tout d'abord, si la forme du fond est censée connue, seule sa hauteur doit être ajustée. Dans ces conditions, c'est le nombre de coups présents dans le fond (sur tout le domaine où

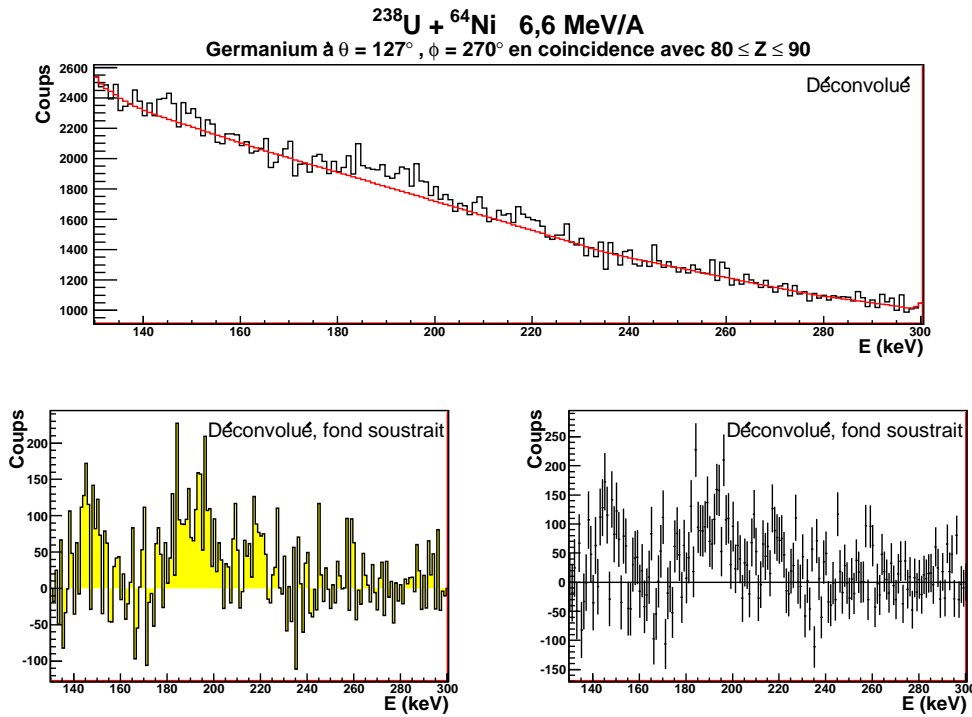


FIG. 6.10 – Spectres des photons après déconvolution des coïncidences fortuites. La figure du haut montre le spectre avant soustraction du fond tandis que celles du bas présentent toutes deux le même spectre obtenu après soustraction du fond. La figure de gauche montre le spectre sans les barres d'erreurs statistiques, celle de droite avec ces barres d'erreur.

celui-ci est calculé) qui contribue à l'erreur qui reste alors toujours négligeable pour la région du pic à 200 keV. Nous avons ensuite modifié la zone en énergie sur laquelle les fonds ont été calculés. Les seules modifications sensibles du fond et donc du nombre de coups dans le pic à 200 keV après soustraction du fond ont été trouvées lorsqu'une des limites en énergie du fond considéré est prise à proximité d'un pic. Le nombre de coups après soustraction du fond ne dépend donc que de façon négligeable des limites considérées pour le calcul du fond. Dans tous les résultats présentés, nous avons utilisé les mêmes régions de définition des fonds pour tous les spectres : entre 130 et 300 keV pour définir les fonds autour de 200 keV (à l'exception des spectres mesurés avec le détecteur germanium situé à $\phi = 150^\circ$, où la présence d'un fond-pic parasite d'origine indéterminée autour de 130 keV, absent sur les spectres à $\phi = 30^\circ$ et à $\phi = 270^\circ$, ne permet de définir correctement le fond qu'à partir de 160 keV) et entre 45 keV et 300 keV pour les pics autour de 100 keV (X_K de l'uranium et γ de désexcitation des bandes rotationnelles de l'uranium). Pour la suite, seules les erreurs statistiques seront présentées sur les spectres, les erreurs sur la soustraction de fond étant considérées faibles.

À cause de la nature itérative de la méthode de déconvolution des fortuites, les fluctuations statistiques sont propagées vers les énergies supérieures dans les spectres finals. Les erreurs dues à cette propagation s'amortissent cependant plus ou moins rapidement. Pour discuter l'importance et l'effet de ces fluctuations nous avons comparé un spectre déconvolué et un spectre pour lequel le spectre de fortuites a été normalisé au nombre d'événements et a été simplement soustrait selon une procédure «classique». Sur la figure 6.11 est présenté en haut à gauche le spectre résultant de la procédure de déconvolution et sur la partie en haut à droite, le spectre résultant de la soustraction «classique» et dans la partie basse le spectre des différences entre les deux spectres du haut. Qualitativement les résultats des deux méthodes sont les mêmes, les conclusions quant à l'existence et la position des pics n'étant pas modifiées par l'une ou l'autre des méthodes de traitement des fortuites. Le spectre des différences montre que, sauf exception à 150 keV, la soustraction surestime au maximum par 20% le nombre de coups résiduels par rapport à la déconvolution. La différence des deux spectres montre aussi que le pic à 150 keV, s'étalant entre 140 et 160 keV (voir figure 6.6) et provenant essentiellement de coïncidences fortuites, est plus efficacement soustrait par la procédure de déconvolution. La procédure de déconvolution ne change donc pas qualitativement les conclusions et permet une meilleure détermination du spectre en énergie dans la région de 200 keV.

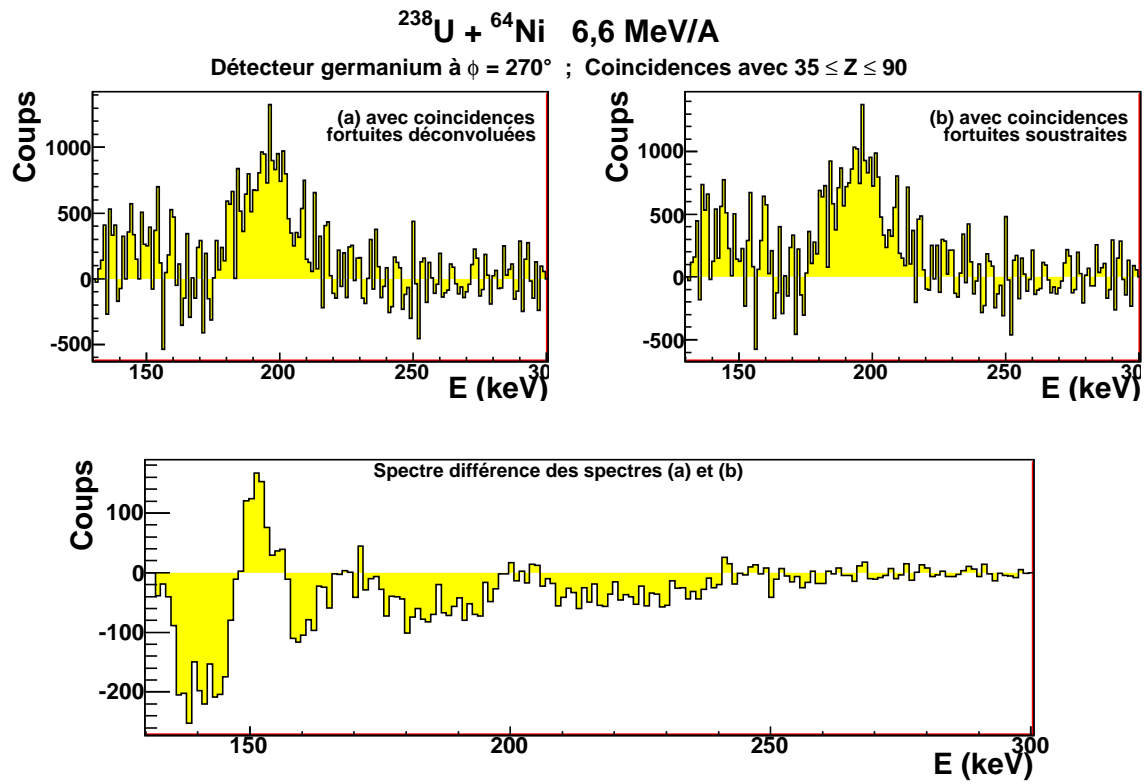


FIG. 6.11 – Comparaison des spectres résultant du traitement des coïncidences fortuites par déconvolution (en haut, gauche) et par soustraction (en haut, droite). La partie inférieure présente la différence des deux spectres du haut.

6.4 Étude de la région des raies X_K caractéristiques du $Z=120$

Les spectres des détecteurs germanium présentés jusqu'à maintenant montrent des pics larges s'étendant entre 170 keV et 225 keV, soit la région d'énergie dans laquelle nous recherchons les X_K du $Z=120$ (la raie $K_{\alpha 2}$ à 180 keV, $K_{\alpha 1}$ à 200 keV et K_{β} à 220 keV, voir tableau 3.1). Si les spectres mesurés proviennent d'émissions à partir d'un système composé, les raies X doivent être présentes quelque soit le fragment de (quasi-)fission du $Z=120$ détecté. De plus, le système composé reculant à la vitesse du centre de masse dans la direction du faisceau, l'émission doit être isotrope dans ce référentiel. Donc les détecteurs germanium, bien que placés à des angles ϕ différents, doivent mesurer des spectres identiques.

6.4.1 Évolution des pics à 200 keV avec le Z détecté

Les fragments de fission détectés dans le premier télescope de FLUOX ($\theta = 16^\circ$ à $\theta = 28^\circ$) ont été séparés en fonction de leur numéro atomique Z en quatre groupes correspondant à différents mécanismes de réaction menant à la production de fragments. Les mécanismes de réaction mis en jeu selon les différentes sélections en Z ont été extensivement étudiés dans [23] (voir section 3.1) et discutés pour notre expérience à la section 6.1. La première région que nous avons considérée correspond à $35 \leq Z \leq 49$. Cette région contient des fragments de (quasi-)fission du $Z=120$ et de fission séquentielle de l'uranium. Les fragments légers de $Z \sim 38$ produits par une fission asymétrique du $Z=120$ gouvernée par la fermeture de couche à $Z=82$ se situent dans cette région. La deuxième région correspond à $50 \leq Z \leq 65$. Cette région contient, elle aussi, un mélange de fragments de (quasi-)fission du $Z=120$ et de fission séquentielle de l'uranium. Les fragments issus d'une éventuelle fission symétrique du $Z=120$ se situent dans cette région. La troisième région correspond à $70 \leq Z \leq 79$. Les fragments détectés dans cette région proviennent uniquement du système composite $Z=120$ (voir section 3.1). C'est donc dans cette région que les multiplicités d'X caractéristiques du $Z=120$ les plus élevées sont attendues. La quatrième région correspond à $80 \leq Z \leq 90$. Tout comme pour la région précédente, les fragments détectés proviennent exclusivement du système composite $Z=120$. À cause de la proximité de la borne supérieure avec le Z du projectile et de la faible résolution en Z (voir section 5.1.3), il est cependant possible qu'une fraction non négligeable des particules détectées

proviennent de diffusions inélastiques du projectile. De plus, cinématiquement il n'est pas possible pour les fragments émis à l'énergie cinétique prédite par la systématique de Viola d'atteindre les angles de détection du premier télescope de FLUOX ($\theta = 16^\circ$ à $\theta = 28^\circ$) comme le montre la figure 6.2. Les fragments de (quasi-)fission détectés à ces angles sont donc émis à une énergie cinétique supérieure à celle prédite comme la plus probable par la systématique de Viola.

La statistique disponible, une fois les sélections en Z appliquées, est relativement réduite, et plus particulièrement pour les Z supérieurs à 70. Pour augmenter la statistique il est possible de sommer les spectres des détecteurs. Les détecteurs situés à $\phi = 30^\circ$ et à $\phi = 150^\circ$ sont totalement symétriques par rapport aux télescopes FLUOX qui sont centrés à $\phi = 90^\circ$. Les spectres de ces deux détecteurs, pondérés par leur efficacité de détection respective, vont donc être sommés par la suite. En revanche, les spectres mesurés par le détecteur germanium à $\phi = 270^\circ$ ne peuvent pas être sommés. En effet, en cas d'émission à partir du fragment de fission détecté par un télescope FLUOX à $\phi \simeq 90^\circ$ (ou de son partenaire à $\phi \simeq 270^\circ$), le décalage par effet Doppler sera différent pour le germanium à $\phi = 270^\circ$ de celui pour les détecteurs à $\phi = 30^\circ$ et 150° .

La figure 6.12 montre la somme des spectres mesurés à $\phi = 30^\circ$ et 150° et le spectre mesuré à $\phi = 270^\circ$ pour les quatre sélections en Z considérées. Trois grandes conclusions peuvent être tirées de ces spectres :

1. Un pic est présent à 200 keV pour toutes les sélections en Z , quelque soit l'angle du détecteur germanium.
2. Le pic détecté à $\phi = 270^\circ$ paraît parfois être plus étroit que le pic détecté à $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 150^\circ$.
3. Un pic à 150 keV reste visible dans tous les cas mais, contrairement à ce qui est observé pour les spectres inclusifs (figure 6.5) ou avec les spectres en coïncidence avec de la diffusion élastique (figure 6.8), la surface de ce pic est toujours beaucoup plus faible que celle du pic à 200 keV.

La présence d'un pic à 150 keV pourrait résulter d'une mauvaise soustraction des coïncidences fortuites. Dans cette hypothèse, une fraction des événements présents dans le pic à 200 keV résulterait également de coïncidences fortuites. Pour obtenir une estimation maximale de ce pourcentage, le rapport du nombre de coups dans le pic à 150 keV sur celui dans le pic à 200 keV est présenté pour chaque sélection sur la figure 6.13 et comparé avec le même rapport mesuré pour les spectres en inclusif et pour des mesures en coïncidence avec la diffusion élastique et quasi-élastique du nickel dans le télescope 3 où seuls des

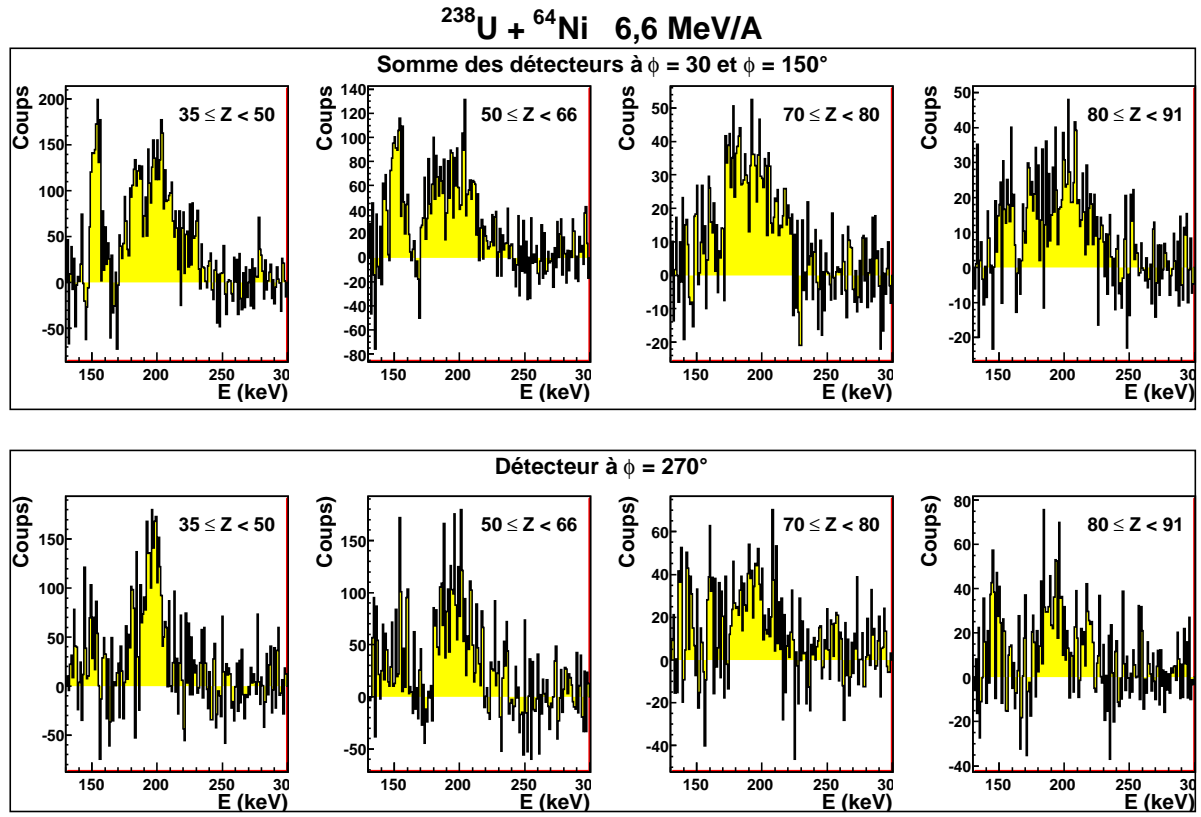


FIG. 6.12 – Évolution de la somme des spectres obtenus à $\phi = 30^\circ$ et 150° et du spectre obtenu à $\phi = 270^\circ$ en fonction du Z du fragment détecté dans le premier télescope de FLUOX.

γ issus de la désexcitation des transitions de la bande rotationnelle de l'uranium peuvent être détectés. Nous voyons sur la figure que ce rapport, lorsque l'on est en coïncidence avec une des quatre zones de fragments lourds sélectionnées, est très inférieur au même rapport lorsque l'on ne fait aucune sélection (inclusif) ou lorsque l'on fait la sélection d'une coïncidence avec un noyau de nickel diffusé élastiquement, détecté en arrière de l'angle d'effleurement dans le télescope 3. Ces rapports montrent que, pour les 4 zones de fragments sélectionnées, les coïncidences fortuites avec un γ de 200 keV provenant de la désexcitation des bandes rotationnelles de l'uranium sont très fortement réduites : en faisant l'hypothèse que la totalité du pic à 150 keV subsistant vient de la désexcitation de l'uranium, la proportion de fortuites dans les pics à 200 keV ne dépasse jamais 18%. Le pic observé à 200 keV correspond donc essentiellement à des coïncidences vraies avec les fragments détectés.

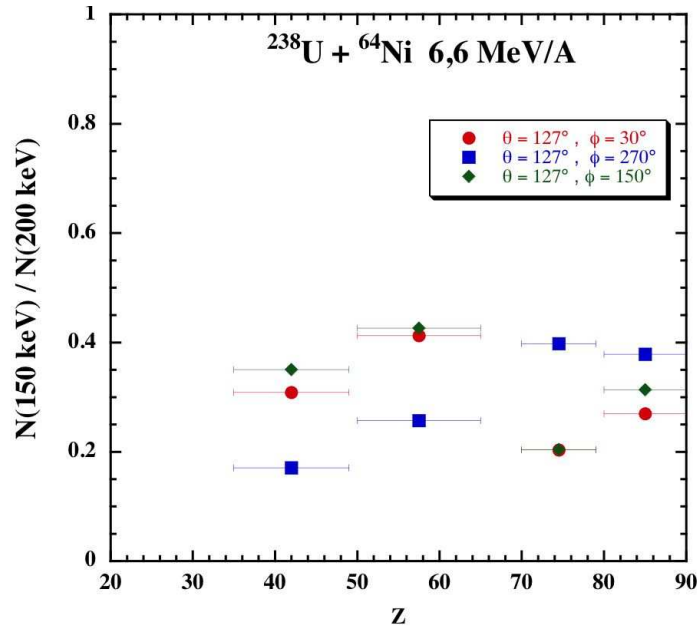
Dans le cas d'une émission à partir d'un noyau composé de $Z=120$, des raies X caractéristiques sont attendues, comme observé, pour toutes les zones de fragments sélectionnés et un élargissement notable de ces raies est attendu (section 3.2.2) résultant, outre les empilements, de 3 causes principales :

- L'élargissement Doppler dû à l'ouverture angulaire des détecteurs d'X
- L'élargissement des raies dû au temps de vie du noyau émetteur
- Les différentes configurations atomiques.

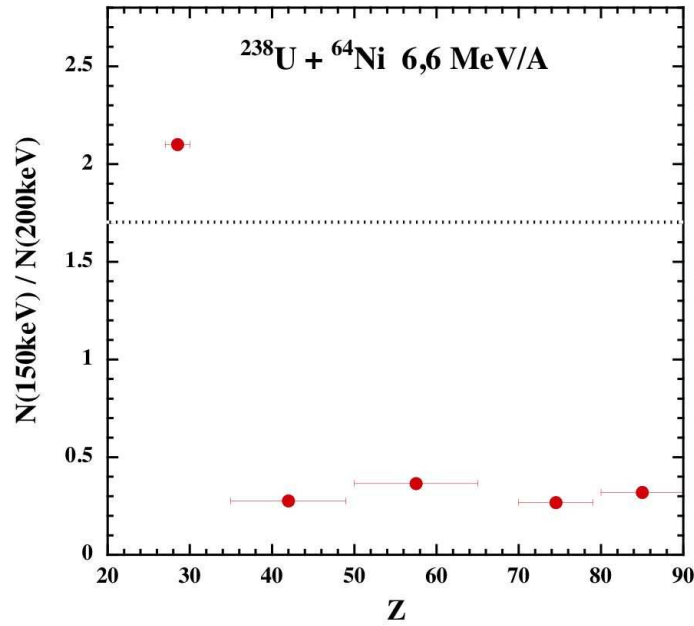
La figure 6.14 montre une déconvolution arbitraire du pic observé à 200 keV en trois gaussiennes d'écart type $\sigma = 7$ keV et centrées à 178 keV, 198 keV et 218 keV. Ces énergies sont peu significatives dans la mesure où les paramètres des gaussiennes ont été fixés et ne sont pas le résultat d'un ajustement rendu trop incertain par la faible statistique. Elles ne sont cependant que légèrement supérieures aux énergies calculées pour les 3 raies $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ et K_{β} par l'approche MCDF (voir tableau 3.1) et corrigées pour l'effet Doppler (figure 3.9), soit 174 keV, 190 keV et 212 keV.

6.4.2 Recherche de l'origine des pics à 200 keV

La présence d'un pic à 200 keV, quelque soit le Z du fragment de (quasi-)fission détecté, ainsi que les énergies extraites à la fin de la section précédente sont donc compatibles avec une détection de raies X_K caractéristiques du $Z=120$. Il faut cependant s'assurer que l'émission provient effectivement du système composé. Dans la région $70 \leq Z \leq 90$, les photons peuvent venir soit du système composé soit des fragments de (quasi-) fission (voir 3.1 et 6.1). Pour $Z \leq 65$ il faut rajouter les fragments de fission de l'uranium, et le (quasi-)uranium avant une éventuelle fission ainsi que le (quasi-)nickel.



(a) Rapport du nombre de coups contenus dans le pic à 150 keV au nombre de coups dans le pic à 200 keV pour les 3 angles de détection. Les barres horizontales indiquent le domaine d'intégration en Z



(b) Idem figure (a) pour la moyenne sur les 3 angles de détection. La valeur obtenue pour ce rapport dans les spectres mesurés en inclusif est indiquée par la ligne pointillée. Le point à $Z = 28$ donne la valeur de ce rapport pour des réactions de diffusion élastique

FIG. 6.13 – Rapport des comptages des pics à 150 et à 200 keV

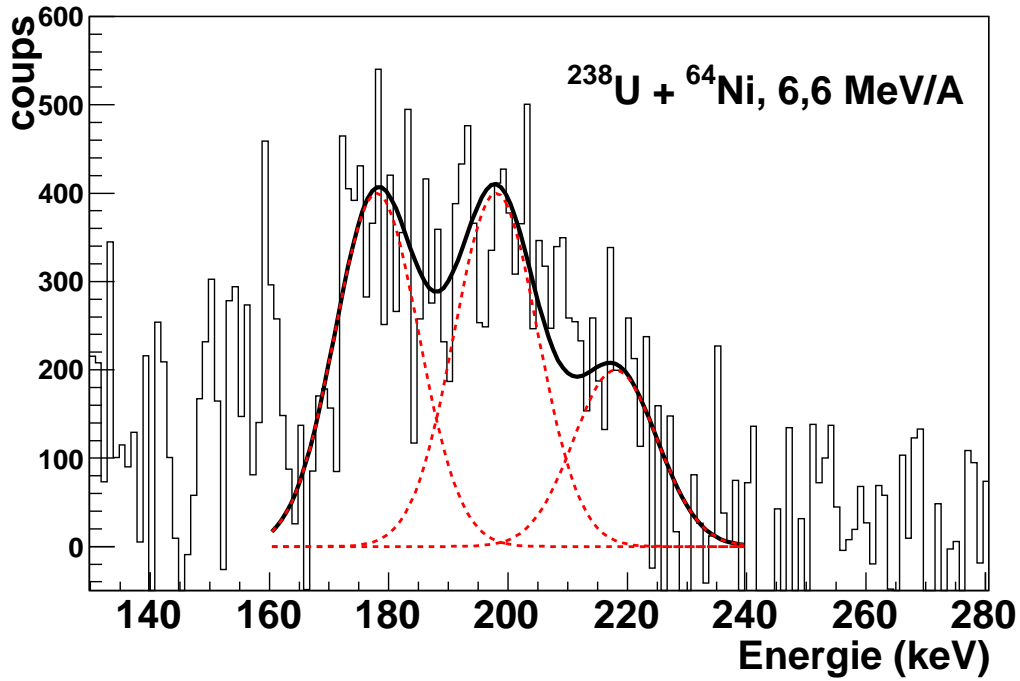


FIG. 6.14 – Déconvolution en trois gaussiennes choisies arbitrairement du pic mesuré à 200 keV dans le spectre somme des spectres à $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 150^\circ$ (voir texte).

Pour tenter de mettre en évidence une émission à partir du système composé, nous allons comparer la somme des spectres détectés à $\phi = 30^\circ$ et à $\phi = 150^\circ$ au spectre détecté à $\phi = 270^\circ$. Les composantes du pic provenant du système composite qui recule à $\theta = 0^\circ$ subiront le même décalage Doppler et seront détectés dans le même angle solide pour les 3 détecteurs germanium, placés de façon symétrique par rapport au faisceau. En revanche, si l'émetteur ne recule pas à 0° , le détecteur placé à $\phi = 270^\circ$ aura une réponse différente des deux autres. En effet, lors de la détection des fragments par les télescopes, il y a symétrie par rapport à l'angle sous-tendu par la direction de l'émetteur et la position des détecteurs, pour les angles $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 150^\circ$ mais pas pour le détecteur à $\phi = 270^\circ$.

Pour compenser la faible statistique, nous allons travailler sur deux régions de Z , une région ($70 \leq Z \leq 85$) où il n'y a que des fragments lourds de (quasi-)fission du 120 et une région ($35 \leq Z \leq 65$) où il y a en plus de la fission séquentielle de l'uranium. Le choix de limiter vers le haut la première région à $Z=85$ (au lieu de $Z = 90$, comme cela aurait été possible) trouvera sa justification plus loin, lors de l'étude des décalages en énergie par effet Doppler.

Pour comparer les spectres mesurés à $\phi = 270^\circ$ et la somme de ceux mesurés à $\phi = 30^\circ$ et 150° , nous allons d'abord normaliser chacun de ces spectres de telle sorte que

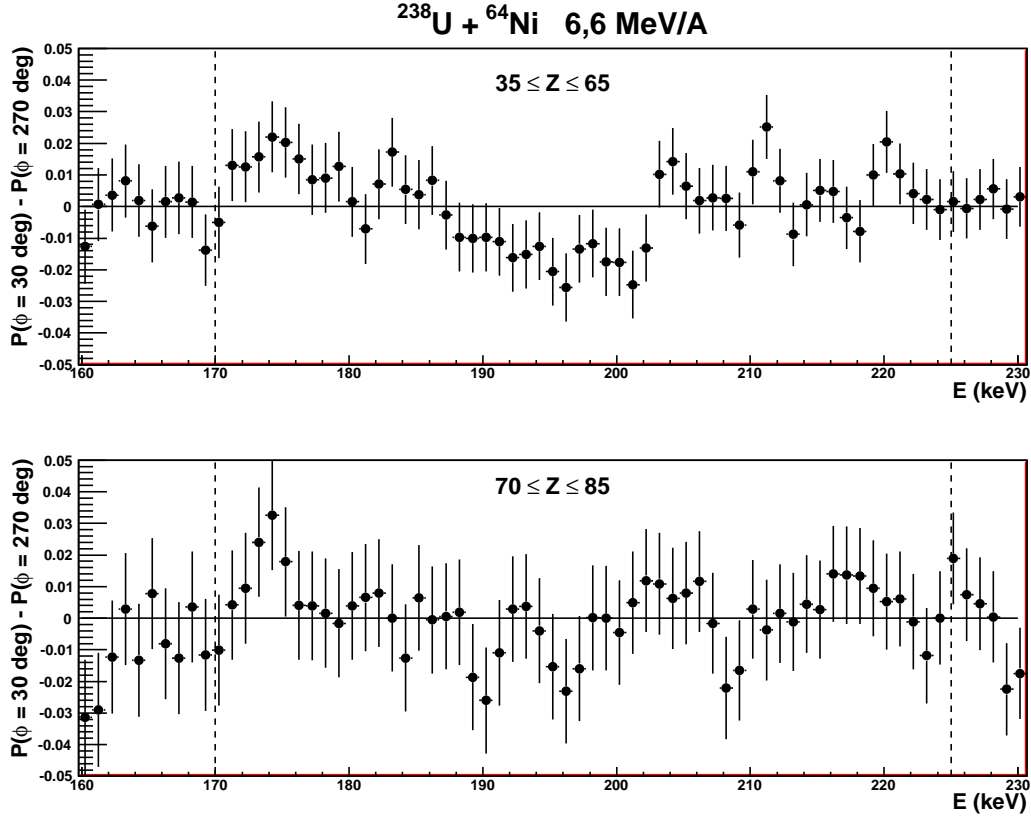


FIG. 6.15 – Différences entre la somme des spectres mesurés à $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 150^\circ$ et celui mesuré à $\phi = 270^\circ$ (voir texte).

la surface des pics à 200 keV (prise entre 170 et 225 keV) soit égale à 1 (nous verrons plus loin, à la section 6.5 que les coefficients de normalisation des deux spectres sont très proches). Pour faciliter les comparaisons à faible statistique nous présentons sur la figure 6.15 la différence entre les spectres ainsi normalisés pour les deux régions de Z considérées. Des pics significatifs visibles dans ce spectre de différence vont ainsi mettre en évidence des émetteurs se dirigeant dans une direction autre que l'axe du faisceau. La surface de tels pics donnera le poids relatif des émissions ne provenant pas du système composé dans les pics mesurés entre 170 et 225 keV. L'analyse de la figure 6.15 est rendue difficile à cause des grandes erreurs statistiques. Dans le cas de la sélection $35 \leq Z \leq 65$ la différence entre les spectres est systématiquement positive entre 170 keV et 180 keV et systématiquement négative entre 185 keV et 200 keV. Cette différence notable confirme que pour cette région en Z les spectres sont plus étroits à $\phi = 270^\circ$ qu'à $\phi = 30^\circ$ ou 150° . Une contribution importante de γ émis par des fragments de fission pourrait être responsable de cette différence.

Pour la région $70 \leq Z \leq 85$ les différences sont moins considérables. Il est cependant possible de discerner un pic vers 175 keV et peut-être d'autres, plus faibles, à 190 keV,

195 keV et 208 keV. Ces pics sont toutefois assez étroits et pourraient résulter uniquement de fluctuations statistiques (les différences observées ne s'éloignent jamais de plus d'un sigma d'une différence nulle). Nous allons donc dans la suite tenter de définir l'origine de ces pics à l'aide des différences d'origine cinématique attendues entre les spectres mesurés à 270° et ceux mesurés à 30° ou 150° .

Les ordres de grandeur des effets cinématiques sur le comptage et les énergies à $\phi = 30^\circ$ ou 150° et à $\phi = 270^\circ$ pour une émission à partir d'un fragment de (quasi-)fission du système composite de $Z=120$ sont présentés dans le tableau 6.3. Nous avons considéré pour les quatre premières colonnes une émission à partir d'un fragment de (quasi-)fission détecté à 16° , 22° ou 28° , de numéro atomique Z_d avec l'énergie E/A correspondant à l'énergie la plus probable prédite par la systématique de Viola [89]. Les quatre dernières colonnes correspondent à l'émission à partir du fragment complémentaire à celui détecté ($Z_p = 120 - Z_d$). Pour chaque fragment nous avons calculé le rapport $N(30^\circ)/N(270^\circ)$ entre le nombre de photons détectés à $\phi = 30^\circ$ (ou 150°) et ceux détectés à $\phi = 270^\circ$. La différence de comptage entre ces deux angles provient de la différence des angles solides couverts par les détecteurs dans le référentiel de l'émetteur. Le tableau 6.3 présente également la différence des décalages en énergie par effet Doppler selon que l'émission ait lieu à $\phi = 30^\circ$ ou à $\phi = 270^\circ$. Cette différence des décalages est exprimée ici en pourcentage par rapport à l'énergie du photon émis au repos. Nous voyons sur ce tableau que tous ces effets cinématiques restent toujours très faibles.

Selon l'émetteur considéré, les transformations de sections efficaces différentielles engendrent des rapports de comptage $N(30^\circ)/N(270^\circ)$ atteignant au maximum 1,15. Nos incertitudes statistiques ne nous permettent clairement pas de discerner des différences de comptage de cet ordre, ainsi que cela peut être vérifié à l'aide de la figure 6.15. Nous allons donc nous concentrer sur les différences en énergie.

À l'aide des valeurs présentées dans la table 6.3, il est possible de simuler les spectres qui seraient produits pour des γ émis à partir d'un fragment de (quasi-)fission. Le résultat d'une telle simulation est présenté aux figures 6.16 qui montrent l'étalement en énergie occasionné par l'effet Doppler pour des γ de 180 keV émis par un fragment de (quasi-)fission de $Z=70$. Pour simplifier la simulation, le fragment est toujours supposé être détecté avec l'énergie de fission la plus probable correspondant à son angle d'émission et seuls sont considérés les angles de détection extrêmes par le télescope FLUOX du fragment $Z=70$ ($\theta = 16^\circ$ et $\theta = 22^\circ$). La partie de gauche concerne le cas où le γ est émis par le $Z = 70$ lorsque celui-ci est détecté et la partie de droite concerne le cas où

Z_d	E/A MeV	N(30°)/N(270°)	$\frac{E(270^\circ) - E(30^\circ)}{E_0}$ (%)	Z_p	E/A MeV	N(30°)/N(270°)	$\frac{E(270^\circ) - E(30^\circ)}{E_0}$ (%)
Détection à 16°				Partenaire			
82	4,60	0,940	-2,906	38	5,39	1,147	6,577
82	3,03	0,951	-2,412	38	8,89	1,114	5,060
70	6,19	0,931	-3,308	50	3,22	1,109	5,003
70	1,97	0,960	-1,982	50	9,17	1,057	2,587
60	7,25	0,926	-3,540	60	2,68	1,083	3,849
50	8,36	0,922	-3,761	70	2,55	1,063	2,932
40	9,46	0,917	-3,962	80	2,62	1,046	2,166
Détection à 22°				Partenaire			
70	4,21	0,923	-3,799	50	6,02	1,121	5,425
70	2,90	0,935	-3,214	50	7,86	1,098	4,373
60	5,85	0,910	-4,389	60	4,08	1,101	4,628
60	1,78	0,947	-2,570	60	8,15	1,053	2,411
50	7,11	0,902	-4,774	70	3,43	1,079	1,079
40	8,30	0,895	-5,099	80	3,20	1,059	2,748
Détection à 28°				Partenaire			
58	3,81	0,908	-4,560	62	6,08	1,094	4,257
58	2,67	0,922	-3,885	62	7,13	1,078	3,516
50	5,42	0,892	-5,330	70	4,64	1,086	3,994
50	1,58	0,939	-3,051	70	7,36	1,044	2,032
40	6,81	0,881	-5,886	80	3,95	1,067	3,094

TAB. 6.3 – Rapport calculé du nombre de coups détectés à $\phi = 30^\circ$ (ou $\phi = 150^\circ$) sur celui à $\phi = 270^\circ$ et différence (exprimé en pourcentage de l'énergie E_0 pour une émission au repos) des énergies calculées à $\phi = 270^\circ$ et à $\phi = 30^\circ$ pour une émission à partir des différents fragments de fission et de leurs partenaires.

c'est le partenaire de $Z=50$ qui est détecté, le $Z=70$ émettant toujours un γ de 180 keV. Les figures inférieures montrent les différentes composantes qui contribuent à constituer les figures du haut. Ces différentes composantes proviennent des deux angles extrêmes considérés et du fait que, pour $Z=70$, il y a toujours deux solutions cinématiques pour ces angles, solutions correspondant à une émission vers l'avant ou vers l'arrière dans le centre de masse. Une simulation plus complète prenant en compte la totalité de angles de détection possibles du $Z=70$ ne ferait que combler sur la figure du bas les discontinuités entre les pics d'une même solution cinématique aux angles de détection extrêmes et ne pourrait en aucun cas supprimer le caractère bipolaire des résultantes présentées sur les figures du haut. Le caractère bipolaire du spectre simulé ne saurait être modifié par une simulation prenant en compte tous les angles de détection.

Le choix de simuler une émission de γ de 180 keV est arbitraire. Il permet cependant de reproduire le pic observé vers 175 keV dans la figure 6.15 en bas. De même, le choix de $Z=70$ comme émetteur est arbitraire, mais ce choix n'induit aucune différence significative pour les comparaisons que nous allons faire entre spectres simulés et mesurés. Pour qu'il soit possible d'associer le pic visible vers 175 keV sur la figure 6.15 avec un γ émis par un fragment de fission, il est nécessaire qu'il y ait présence, sur le spectre mesuré, de la composante négative obtenue par la simulation autour de 167 keV. Cette possibilité n'est pas totalement incompatible avec le spectre détecté pour la sélection entre $70 \leq Z \leq 85$ (voir figure 6.15). Cependant, si un γ émanant d'un fragment $Z=70$ était détecté, ce γ devrait être également détecté en coïncidence avec le fragment partenaire ($Z=50$), le spectre simulé étant alors celui de la partie droite de la figure 6.16 avec une composante positive vers 167 keV et une négative vers 175 keV. Un tel spectre est tout à fait incompatible avec celui mesuré pour la sélection $35 \leq Z \leq 65$ sélection qui contient tous les fragments partenaires (justifiant ainsi le choix des limites en Z des sélections utilisées). Le pic observé à 175 keV ne peut donc pas être expliqué par une émission à partir d'un fragment de (quasi-)fission. De la même manière, pour les pics observés à 190 keV, 195 keV et 208 keV, il n'y a pas dans le spectre mesuré de pic de polarité inverse correspondant à la détection du fragment partenaire de l'émetteur.

Une simulation similaire a été effectuée pour le cas où le γ de 180 keV n'est pas émis par le fragment de $Z=70$, mais par son partenaire de $Z=50$. Les figures de gauche correspondent au cas où le fragment de $Z=70$ est détecté par le télescope FLUOX, les figures de droite au cas où c'est le $Z=50$ qui est détecté (figure 6.17). Les spectres des différences montrent ici aussi une forme bipolaire avec deux composantes séparées de 10 keV environ, autant pour les spectres mesurés lorsque c'est l'émetteur ($Z=50$) qui est détecté que lorsque c'est le partenaire ($Z=70$) qui est détecté. De telles structures bipolaires ne sont pas observées

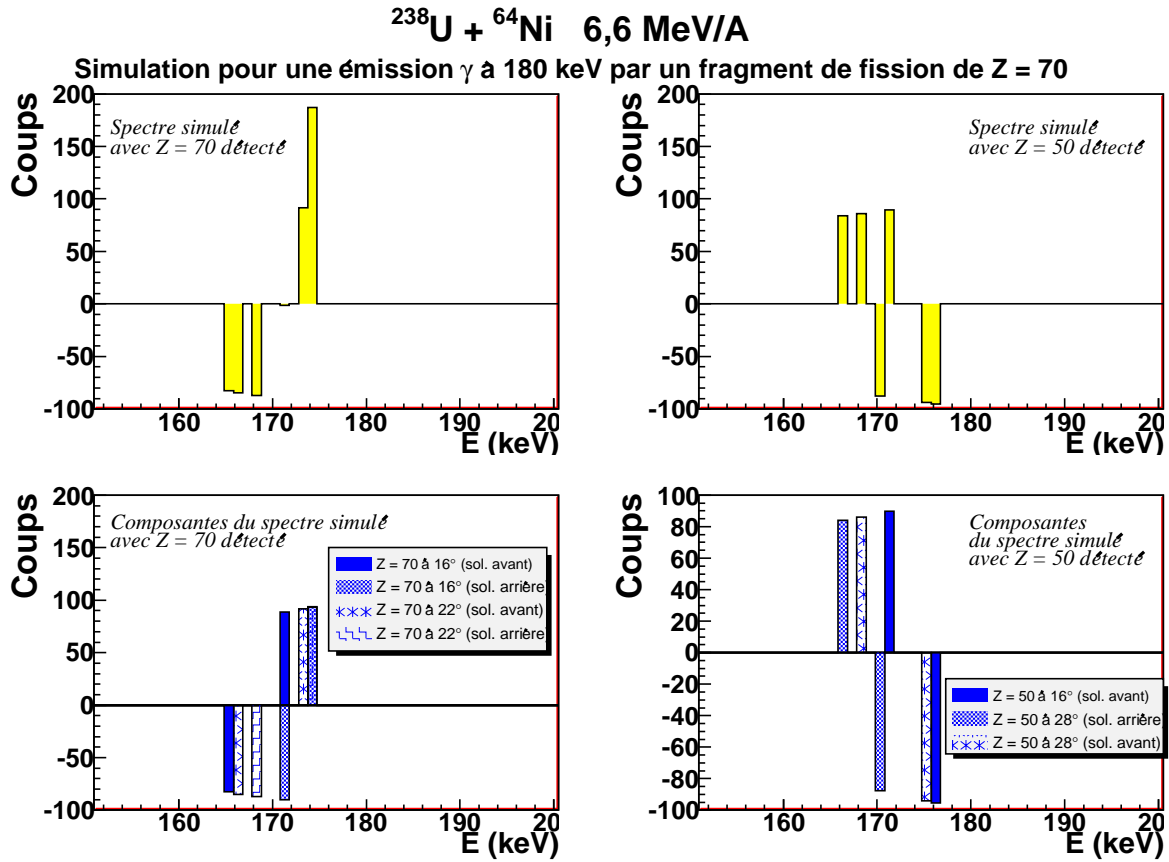


FIG. 6.16 – Simulation de la différence attendue entre un spectre mesuré à $\phi = 30^\circ$ (où 150°) et un spectre mesuré à $\phi = 270^\circ$ pour des γ émis par un fragment de (quasi-)fission de $Z = 70$ provenant d'un système de $Z = 120$, un des 2 fragments de (quasi-)fission étant détecté à $\phi = 90^\circ$ par un télescope FLUOX

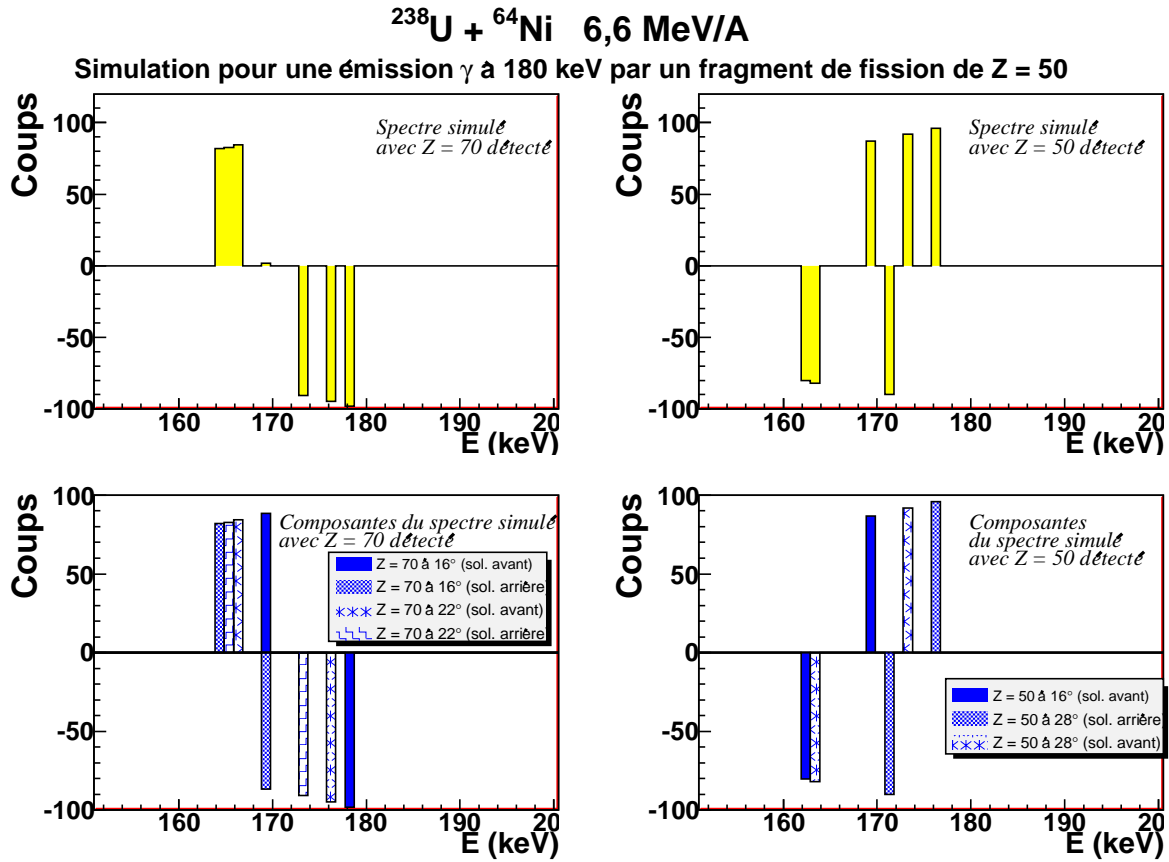


FIG. 6.17 – Simulation de la différence attendue entre un spectre mesuré à $\phi = 30^\circ$ (où 150°) et un spectre mesuré à $\phi = 270^\circ$ pour des γ émis par un fragment de (quasi-)fission de $Z = 50$ provenant d'un système de $Z = 120$, un des 2 fragments de (quasi-)fission étant détecté à $\phi = 90^\circ$ par un télescope FLUOX

dans les spectres de différences mesurés (figure 6.15), permettant de conclure qu'il n'y a pas ou très peu de contribution au pic à 200 keV provenant d'émission à partir de fragments de (quasi-)fission pour la région de Z détectés entre 70 et 85.

En conclusion de cette analyse, nous pouvons dire que pour la région $35 \leq Z \leq 65$, des différences de comptage significatives sont observées entre 200 keV et 220 keV, selon que la détection a lieu à $\phi = 30^\circ$ ou à $\phi = 270^\circ$, indiquant une anisotropie importante dans cette région. Cette anisotropie exclut la possibilité que les pics observés dans cette région proviennent uniquement d'un système composite reculant dans la direction du faisceau. Elle peut être causée que par une émission γ provenant d'un fragment de fission. La présence de fragments issus de la fission séquentielle de l'uranium rend très difficile toute simulation des effets Doppler. Pour la région $70 \leq Z \leq 85$, les pics de faible intensité observés sur les spectres des différences n'ont pas pu être expliqués à l'aide des simulations prenant en compte l'effet Doppler, pour une émission à partir d'un fragment de (quasi-)fission. Les différences observées entre $\phi=30^\circ$ et $\phi=270^\circ$ résultent donc, entre 170 keV et 220 keV, essentiellement de fluctuations statistiques et ne sont pas significatives : bien que les faibles statistiques obtenues ne permettent pas d'exclure totalement une faible contribution d'émissions à partir d'un fragment de (quasi-)fission, l'essentiel du pic à 200 keV pour des Z compris entre 70 et 85 provient d'émissions à partir du système composé.

6.5 Multiplicité

Les multiplicités d' X compris entre 175 et 225 keV et associées à une sélection en Z ont été calculées par :

$$M = \frac{N_X * \epsilon(E)}{N_{simples} * R} \quad (6.2)$$

où N_X est le nombre de coups (corrigé par l'efficacité de détection $\epsilon(E)$) dans le spectre déconvolué avec le bruit de fond soustrait, $N_{simples}$ est le nombre total de fragments correspondant à la sélection en Z considérée, acquis par un déclenchement inclusif échantillonné par le facteur R (voir section 4.4). La figure 6.18 présente les multiplicités ainsi obtenues pour les 3 détecteurs germanium et pour les 4 sélections de Z considérées.

Les multiplicités obtenues sont en bon accord pour les 3 détecteurs (ce qui confirme que nous n'avons pas d'anisotropie dans l'émission détectée) à l'exception de la sélection

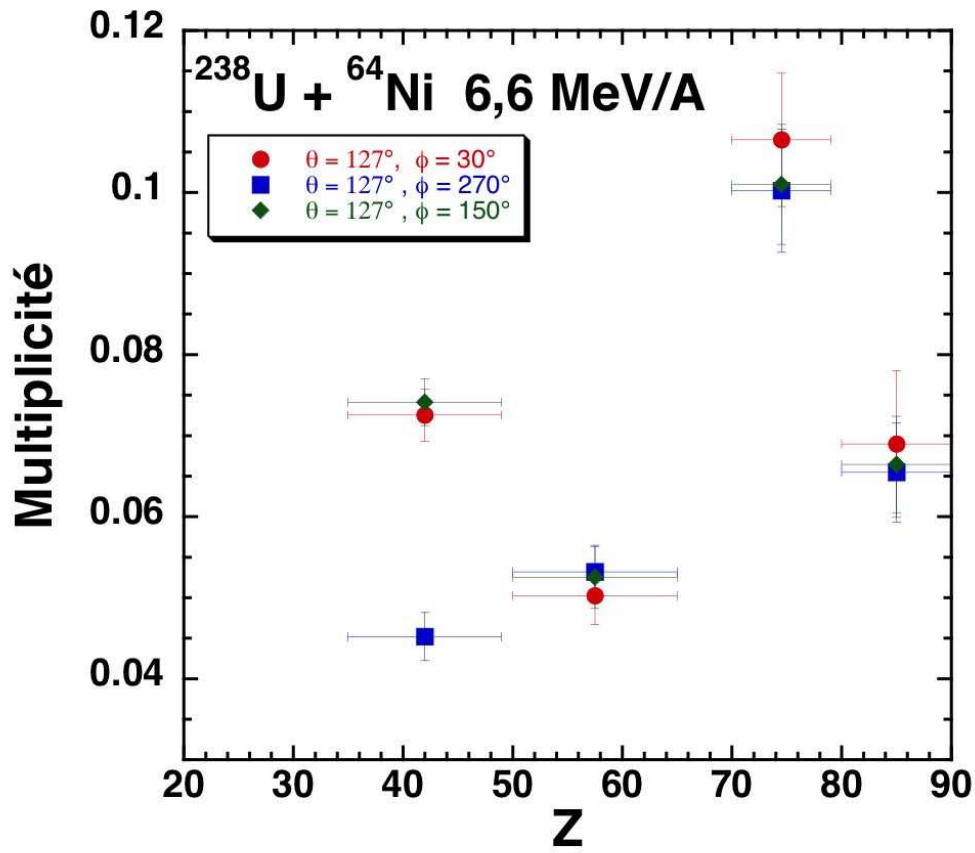


FIG. 6.18 – Multiplicité des photons d'énergie comprise entre 170 et 225 keV pour les différentes sélections en Z et pour les trois angles de détection. Les barres horizontales représentent la largeur des sélections en Z .

$35 \leq Z < 50$ où des différences entre les spectres à $\phi = 30^\circ/150^\circ$ et à $\phi = 270^\circ$ ont déjà été soulignées (voir section 6.4.2) et interprétées comme résultant d'une contribution provenant d'un fragment de fission dans cette région. Les valeurs des multiplicités moyennées sur les 3 détecteurs sont de $0,064 \pm 0,002$ pour la sélection $35 \leq Z < 50$, de $0,052 \pm 0,002$ pour $50 \leq Z \leq 65$, de $0,102 \pm 0,004$ pour $70 \leq Z < 80$ et de $0,067 \pm 0,004$ pour $80 \leq Z \leq 90$. La forte augmentation de multiplicité observée pour la région $70 \leq Z < 80$ s'explique par le fait qu'il s'agit de la seule région peuplée exclusivement par des fragments de (quasi-)fission d'un système composé de 120 protons. De plus, la référence [22] montre que la fission du noyau $Z=120$ est asymétrique, probablement gouvernée par le fermeture de couche à 82 protons, et la distribution de charge doit être piquée à $Z \lesssim 80$ (la détection de $Z > 80$ est biaisée par la cinématique à nos angles de détection comme l'a montré la figure 6.2). La tranche de Z compris entre 70 et 80 est donc celle pour laquelle la proportion d'événements de fission de $Z=120$ est la plus élevée. Il convient de noter ici que les incertitudes sur les multiplicités présentées ne prennent pas en compte l'erreur systématique provenant de l'efficacité de détection.

6.6 Probabilité de création de lacunes K

Pour estimer le temps de (quasi-)fission à partir des multiplicités mesurées, la connaissance du nombre de lacunes en couche K du noyau composé est indispensable. Comme on l'a vu au chapitre 2, l'ensemble des mécanismes nucléaires correspond, à l'échelle atomique, au même paramètre d'impact, nul ou quasi-nul. Dans le cas d'un système très asymétrique comme U+Ni, la population de lacunes créées dans le système composite peut être assimilée à la population de lacunes créées dans le noyau d'uranium dans la voie d'entrée. La probabilité P_K de créer des lacunes en couche K de l'uranium a été déterminée à partir de nos données à l'IPN d'Orsay [85],

$$P_K = \frac{N_{coinc}}{N_{simples} * R * \omega_K} \quad (6.3)$$

où N_{coinc} est le nombre de coïncidences détectées entre un rayonnement X_K caractéristique de l'uranium (transition K_α et K_β) et un noyau diffusé élastiquement, divisé par l'efficacité appropriée du détecteur germanium utilisé, tandis que $N_{simples}$ est le nombre total de noyaux diffusés élastiquement détectés simultanément avec le taux d'échantillonnage R appliqué pour la détection des ions diffusés sans coïncidence (voir 4.4) et ω_K le rendement de fluorescence pour les X_K de l'uranium.

Nous disposons dans notre expérience de deux possibilités pour sélectionner des réactions de diffusions élastiques (ou très faiblement inélastiques). Le spectromètre VAMOS, couvrant des angles inférieurs à l'angle d'effleurement du projectile, permettait la détection d'un projectile diffusé élastiquement. Les télescopes FLUOX 2 et 3, placés à des angles inférieurs à l'angle d'effleurement de la cible, détectaient des noyaux cible diffusés élastiquement. Nous avons donc deux mesures «indépendantes» de la probabilité de créer des lacunes dans les couches profondes de l'uranium. Il faut toutefois souligner que la sélection à partir du recul élastique ou très faiblement inélastique de la cible ne garantit pas que le noyau d'uranium n'a pas fissionné avant que les lacunes n'aient été comblées, ce qui peut conduire à sous-estimer la probabilité d'ionisation. Les coïncidences fortuites ont été traitées à l'aide de la procédure de déconvolution décrite à la section 5.3) et le bruit de fond a été soustrait (section 5.4). Les spectres ainsi obtenus ont ensuite été corrigés pour tenir compte des processus de conversion interne pour des noyaux d'uranium ayant subi des excitations coulombiennes. La conversion interne des transitions γ de désexcitation des noyaux d'uranium a pour effet de créer un nombre supplémentaire de lacunes contribuant au comptage des raies X_K de l'uranium qui ne doivent pas être comptabilisées, cette conversion se produisant à des temps beaucoup plus longs (typiquement supérieurs à 10^{-12} s) que les temps d'excitation/désexcitation atomique et de fission attendus (typiquement de l'ordre de 10^{-18} s). Dans notre cas, ce sont les γ d'énergie supérieure à l'énergie de liaison des électrons K qui vont être convertis. Le nombre de lacunes à soustraire a donc été déterminé à partir du nombre mesuré de tels γ corrigé de l'efficacité de détection et du coefficient de conversion α_K correspondants. Le nombre de lacunes à soustraire devient négligeable pour des transitions d'énergie supérieure à 260 keV et n'a donc été calculé que pour les raies de 158, 210 et 258 keV. Par ailleurs, les γ à 104 keV provenant de la cascade rotationnelle ne sont pas discernables dans notre expérience de la transition K_β . Pour y remédier, seule la transition K_α , qui n'est pas polluée par ces γ de 104 keV, a été considérée et, pour déterminer le nombre total de transitions X_K , le nombre de transitions K_α mesurées a été multiplié par le rapport $(K_\alpha + K_\beta)/K_\alpha$ donné par les tables [91, 92].

Les probabilités P_K de créer des lacunes K dans l'uranium sont présentées dans le tableau 6.4 pour les 2 approches utilisées. Les erreurs sur les probabilités de lacunes proviennent de l'efficacité de détection ($\pm 11\%$, chapitre 5.2.2), des erreurs d'origines statistiques sur les nombres de coups dans les pics X_K et dans les pics de γ convertis ainsi que des incertitudes sur les coefficients de conversion tabulés. L'erreur associée aux probabilités déterminées à partir du détecteur placé à $\phi = 150^\circ$ n'a pas pu être estimée, l'efficacité de ce détecteur autour de 100 keV ayant été déterminée à partir des rapports de comptage des γ de l'uranium mesurés en simple entre les trois détecteurs. Pour les

Détecteur	P_K (Ni de recul)	P_K (U élastique)
$\phi=30^\circ$	$0,23\pm0,04$	$0,25\pm0,04$
$\phi=270^\circ$	$0,22\pm0,03$	$0,24\pm0,04$
$\phi=150^\circ$	0,25	0,25

TAB. 6.4 – Probabilité (P_K) de créer une lacune dans la couche K de l’uranium. Les incertitudes associées aux valeurs de P_K mesurées avec le détecteur germanium à $\phi = 150^\circ$ n’ont pas pu être déterminées (voir texte).

deux approches que nous avons suivies, on obtient une erreur totale sur les probabilités d’ionisation de $\pm 16\%$. Les valeurs de P_K obtenues à partir de la détection de la cible de recul élastique sont tout à fait compatibles avec celles obtenues à partir du projectile, bien que ces dernières soient légèrement plus élevées ainsi que l’on s’y attend. Nous conserverons par la suite la valeur $P_K = 0,25\pm0,04$ obtenue à partir de la diffusion élastique du projectile.

6.7 Interprétation des résultats et discussion

La présence d’un pic entre 170 et 225 keV a été observée pour toutes les sélections en numéro atomique Z lorsque les sélections contiennent des fragments provenant d’un système composite de $Z=120$. Ceci indique que cette émission ne provient pas exclusivement d’un fragment de fission donné. Par ailleurs, les multiplicités d’ X que nous avons mesurées indiquent que la multiplicité maximale est atteinte pour la sélection $70 \leq Z < 80$, sélection qui ne contient aucun fragment de fission séquentielle de l’uranium ou de diffusion inélastique. Pour cette sélection, si les émissions provenaient de fragments de fission, les spectres en énergie mesurés entre 170 et 225 keV par les 3 détecteurs germanium devraient présenter des différences caractéristiques des décalages Doppler attendus. L’absence de telles différences confirme que, pour cette sélection, l’émission provient de façon dominante d’un système composé reculant à 0° . Nous avons aussi vu que, malgré la faible statistique, il est possible de décomposer arbitrairement le pic mesuré en trois gaussiennes centrées à des énergies proches des prédictions théoriques pour les raies $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ et $K_{\beta 1}$. Nous pouvons donc conclure que le pic qui a été observé à des énergies entre 170 et 225 keV pour des fragments détectés de Z compris entre 70 et 80 est essentiellement composé d’ X_K caractéristiques de l’élément $Z=120$.

L'observation de rayonnements X caractéristiques révèle l'existence de systèmes composés de 120 protons survivant pendant un temps suffisamment long pour que les électrons ajustent leur énergie à la charge du noyau et que d'éventuelles lacunes dans les couches électroniques soient comblées. Les figures 3.7, 3.8 et 3.9 montrent que dans les distributions de temps de fission, seules les composantes de temps de vie supérieures à environ 10^{-19} s sont susceptibles de conduire à l'observation de raies caractéristiques. De plus, il faut souligner que, pour ces figures, les probabilités calculées sont les probabilités dP/dE pour un X_K d'être émis entre l'énergie E et $E + dE$. Ces probabilités doivent être multipliées par la probabilité P_X (voir équations 2.7) pour qu'un X_K soit émis avant fission, probabilité P_X 7,6 fois plus élevée pour un temps de vie nucléaire $\tau_{nuc} = 10^{-18}$ s que pour $\tau_{nuc} = 10^{-19}$ s. L'observation du pic caractéristique est donc la signature de noyaux composés survivant à la fission pendant des temps très supérieurs à 10^{-19} s.

Nous allons maintenant présenter des conclusions plus quantitatives qui peuvent être tirées des multiplicités d' X_K mesurées pour $70 \leq Z < 80$. Cette analyse doit prendre en compte les différentes erreurs et incertitudes qui ont été évaluées pour les observables mesurées. Le nombre d' X émis découle de la compétition entre la désexcitation des lacunes et la fission du noyau composé. Pour remonter à partir des multiplicités d' X au temps moyen de fission, il est nécessaire de connaître la forme de la distribution des temps de fission. Une première approximation consiste à considérer une distribution des temps de fission donnée par une exponentielle décroissante. À l'aide de cette hypothèse il est possible d'obtenir une formule analytique simple permettant de relier les multiplicités mesurées à la constante de temps de l'exponentielle (équation 2.7). En isolant τ_{nuc} et en faisant l'hypothèse réaliste que pour des noyaux aussi lourds le rendement de fluorescence vaut 1, on trouve :

$$\tau_{nuc} = \frac{\tau_{lac}}{\left(\frac{P_{K120}}{M} - 1\right)} \quad (6.4)$$

où P_{K120} est la probabilité de création de lacune en couche K, τ_{lac} le temps de vie des lacunes et M la multiplicité d' X mesurée. P_{K120} vaut la moitié (voir section 3.3) de la probabilité de créer une lacune dans la couche K d'un noyau d'uranium diffusé élastiquement : $P_{K120} = 0,125 \pm 0,020$. Pour la sélection $70 \leq Z < 80$, l'incertitude sur la multiplicité M a été évaluée à $\pm 0,005$. Il faut cependant rajouter à cette valeur l'incertitude de $\pm 5\%$ sur l'efficacité de détection des germaniums à 200 keV. Ceci nous conduit à une multiplicité $M = 0,102 \pm 0,009$. Le temps de vie des lacunes τ_{lac} a été estimé à l'aide de calculs MCDF à $2,8 \times 10^{-18}$ s à la section 3.2.1. Il convient de considérer l'incertitude sur le temps de vie des lacunes causée par notre incapacité à déterminer les configurations atomiques menant à l'émission de X_K , incertitudes évaluées à $\pm 20\%$ (voir 6.6).

Ces différentes valeurs conduisent à un temps moyen de fission de $1,2 \times 10^{-17}$ s. En considérant les incertitudes il n'est pas possible d'extraire une limite supérieure de ce temps. En effet, pour cette limite supérieure, M devient supérieur à P_{K120} et le temps de fission devient indéterminé, ce qui se comprend par une absence de sensibilité aux temps beaucoup plus longs que le temps de vie des lacunes. En revanche, il est cependant possible de calculer la limite inférieure qui conduit à $\tau_{nuc} \geq 4,0 \times 10^{-18}$ s.

Cette valeur inférieure de $4,0 \times 10^{-18}$ s est du même ordre de grandeur que celles déduites des mesures faites à l'aide de la méthode d'ombre dans un cristal [23, 22] qui ont montré qu'au moins 10% des évènements de (quasi-)fission ont un temps de réaction plus long que 10^{-18} s. Pour établir une comparaison avec ces données nous avons calculé la fraction d'évènements ayant un temps supérieur à 10^{-18} s, toujours en supposant une distribution exponentielle des temps de fission. Pour la limite inférieure de $\tau = 4,0 \times 10^{-18}$ s on trouve que 77% des évènements de fission ont un temps de vie supérieur à 10^{-18} s.

Le pourcentage maximal d'évènements ne contribuant pas aux multiplicités d' X (quasi-fission ou fission avec $\tau < 10^{-19}$ s) peut être estimé en supposant une distribution de temps composée de uniquement N_{court} évènements de fission ou de quasi-fission avec $\tau < 10^{-19}$ s, qui ne contribueront pas du tout à la multiplicité M mesurée, et N_{long} évènements de fission avec $\tau \gg \tau_{lac}$ pour lesquels toutes les lacunes auront été comblées. Avec cette hypothèse, on a :

$$\frac{M}{P_K} = \frac{N_{long}}{N_{long} + N_{court}}. \quad (6.5)$$

En prenant la limite inférieure de M mesuré ($M=0,093$) et la limite supérieure de P_{K120} ($P_{K120}=0,15$), on déduit un pourcentage maximum d'évènements à temps courts de 38%.

Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre 1, il est généralement admis que la quasi-fission, caractérisée par un temps de l'ordre de 10^{-21} s, est dominante dans la section efficace de réaction et ce faible pourcentage d'évènements à temps de fission très courts semble donc surprenant.

Les temps caractéristiques de la quasi-fission que nous avons indiqués ainsi que son aspect dominant généralement admis découlent d'études faites dans les années 1980 [19, 20] où la corrélation entre les angles d'émission dans le centre de masse et la masse des fragments détectés ont été mesurées précisément pour plusieurs systèmes. Une étude plus récente a été faite [21], confirmant pour des systèmes plus légers que le nôtre, l'aspect dominant et très rapide de la quasi-fission. Il convient de noter que toutes ces études ont été faites en supposant que la fission du noyau composé était toujours symétrique

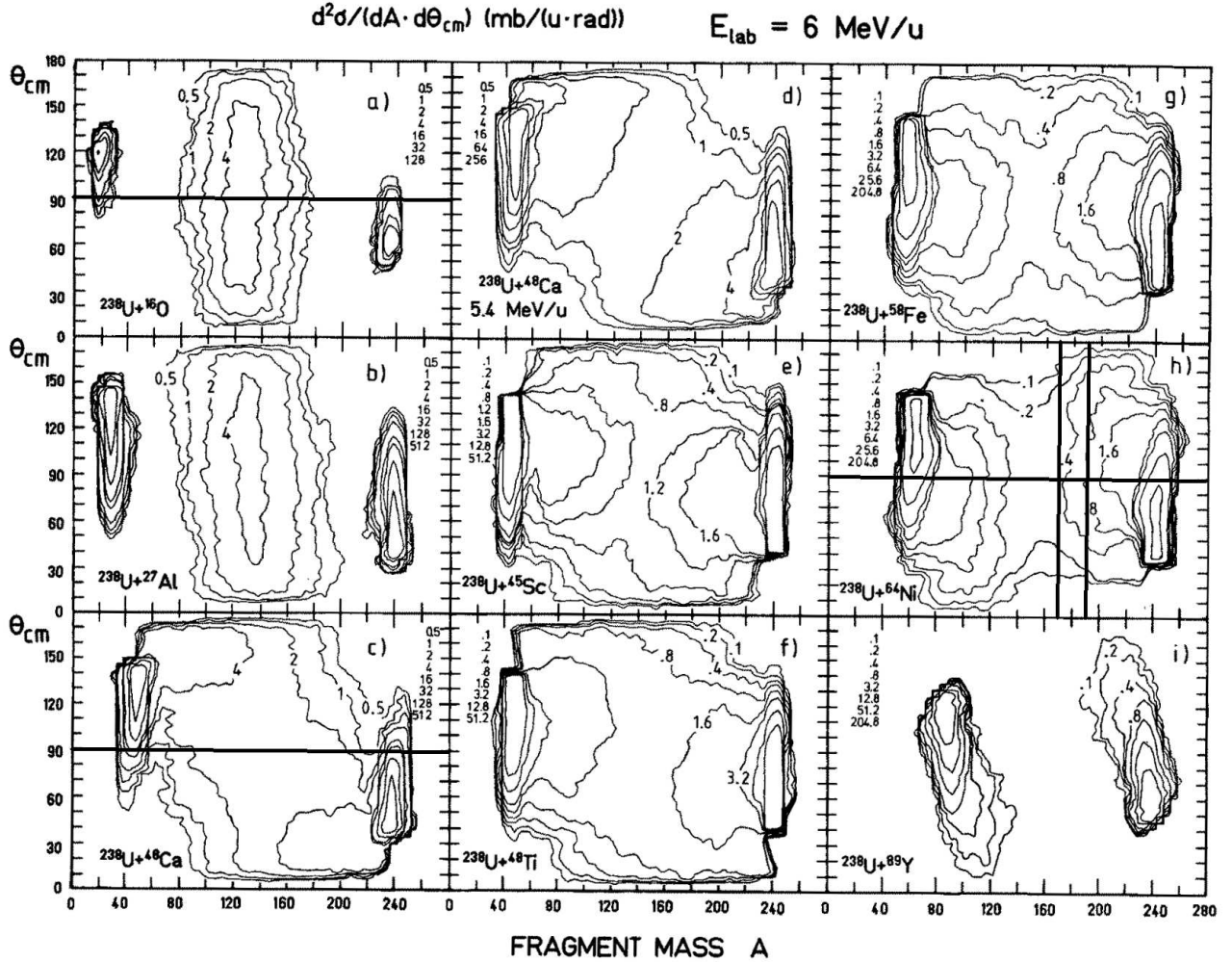


FIG. 6.19 – Section efficace en fonction de la masse des fragments et de leur angle d'émission dans le référentiel du centre de masse. Tirée de [19]

en masse, en désaccord avec nos résultats qui indiquent une fission asymétrique pour le $Z=120$.

J. Töke et al. [19] ont utilisé des faisceaux d' ^{238}U à 6.0 MeV par nucléon pour bombarder différentes cibles de masses comprises entre $A=16$ et $A=89$ parmi lesquelles une cible de ^{64}Ni . La figure 6.19 tirée de [19] montre les sections efficaces doublement différentielles $d^2\sigma/d\theta dA$ obtenues pour les différents systèmes étudiés. Pour le système le plus léger, $^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$ (figure 6.19a) la distribution en masse des fragments est centrée sur la moitié de la masse du noyau composé ($A_{CN}/2$) correspondant à la fission symétrique du noyau composé. La distribution angulaire est proche de la symétrie autour de 90° , ainsi qu'il est attendu pour la fission d'un noyau composé. Ceci a été interprété comme une signature expérimentale du mécanisme de fusion-fission. Ce comportement disparaît progressivement avec l'augmentation de la masse du système. La figure 6.19c) montre que pour le

système $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$, la distribution en masse des fragments atteint son maximum pour des masses proches de celles du projectile et de la cible, impliquant que la fission symétrique n'est plus le processus dominant de cette réaction. De plus, la distribution angulaire pour $A_{CN}/2$ est marquée par une importante anisotropie caractérisée par les maximums des distributions angulaires autour de 30° et 150° . Cette anisotropie importante ainsi que l'asymétrie en masse des fragments détectés ont été interprétées comme la preuve de la disparition de la fusion suivie de fission qui est alors remplacée par le mécanisme de quasi-fission. Le temps caractéristique de la quasi-fission a été, dans cette étude, déterminé à partir des distributions angulaires des fragments qui présentent un maximum indiquant une rotation du système composé inférieure à un quart de tour pour la cible de ^{48}Ca et les cibles plus lourdes.

Cependant, pour le système $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$, l'anisotropie est beaucoup moins évidente que pour les systèmes plus légers. Cette anisotropie est visible pour des masses comprises entre $A=170$ et $A=190$ (correspondant approximativement aux masses des fragments détectés dans les télescopes FLUOX pour $70 \leq Z < 80$), mais la présence d'une composante importante symétrique autour de $\theta_{CM} = 90^\circ$ ne peut pas être exclue. L'aspect dominant de la quasi-fission pour le système $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$ n'est donc déduit dans cette étude qu'à partir de l'extrapolation des comportements observés pour les système $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$ et $^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$.

De plus les systèmes étudiés par J. Töke et al. correspondent à des énergies de faisceau inférieures à celle que nous avons utilisée et la section efficace de fusion doit augmenter avec l'énergie. W.Q. Shen et al. [20] ont étudié l'évolution des corrélations masse-angle avec l'énergie du projectile entre 4,6 MeV/A et 7,5 MeV/A pour le système $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Zn}$, très similaire au nôtre. La corrélation obtenue à 6,7 MeV/A est présentée sur la figure 6.20 montrant à cette énergie plus élevée que celle de J. Töke et al., une distribution angulaire compatible avec une composante de fusion-fission très importante. La conclusion de notre travail mettant en évidence au minimum 62% d'événements de fusion suivie de fission entre $Z=70$ et $Z=80$ n'est donc pas en contradiction avec l'aspect dominant de la quasi-fission mis en évidence expérimentalement uniquement pour des systèmes plus légers et des énergies de bombardement plus faibles.

Nous observons donc une fission asymétrique du noyau de $Z=120$, probablement gouvernée par la fermeture de couche protons à $Z=82$. Les très longs temps de fission mesurés indiquent une émission relativement importante de neutrons avant fission qui d'une part permet de rallonger fortement le temps de vie du noyau fissionnant et d'autre part permet la restauration d'effets de couche suffisamment importants pour gouverner l'asymétrie de

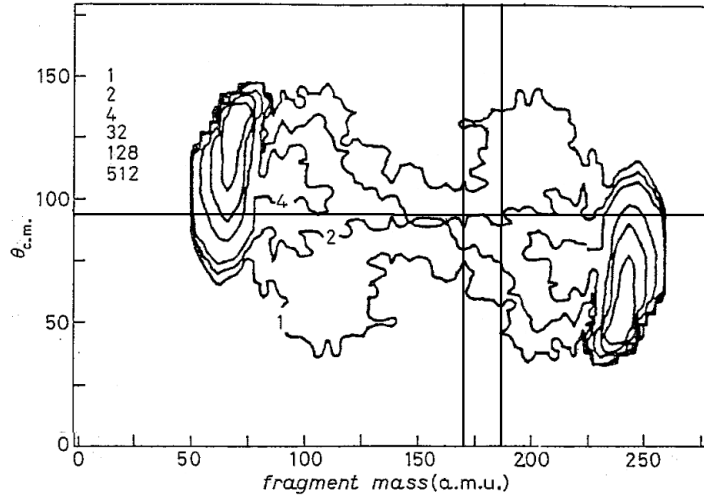


FIG. 6.20 – Section efficace en fonction de la masse des fragments et de leur angle d'émission dans le référentiel du centre de masse pour le système $^{238}\text{U}+^{64}\text{Zn}$ à 6,7 MeV par nucléon. Adaptée de [20].

la fission. La modélisation de la compétition entre fission et émission de particules repose sur de nombreux paramètres pour lesquels aucune donnée expérimentale n'est disponible dans notre domaine de masse. Les modèles actuellement disponibles [94] ne semblent pas être en mesure de reproduire nos données qui devraient donc conduire à une meilleure détermination de ces paramètres.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Dans le cadre de l'étude d'éventuels îlots de stabilité dans la région des éléments super-lourds, nous avons recherché des rayonnements X caractéristiques de l'élément $Z=120$ et nous avons appliqué la technique de fluorescence X à l'étude du temps de fission du noyau de cet élément. Pour cette toute première utilisation de la technique de fluorescence X dans ce domaine de masse, nous avons choisi de former des noyaux de $Z=120$ par réactions de fusion de projectiles de ^{238}U accélérés à 6,6 MeV par nucléon avec des cibles de ^{64}Ni . Ce système est volontairement très proche du système $^{238}\text{U} + {}^{nat}\text{Ni}$ étudié par la méthode d'ombre dans un monocristal [22] qui avait permis de mettre en évidence une section efficace significative de formation de noyaux composés de $Z=120$ dont une proportion importante survit à la fission pendant plus que 10^{-18}s lorsqu'on détecte des fragments lourds autour de 20° .

La détection à l'aide de détecteurs germanium des photons en coïncidence avec des fragments lourds, nous a permis de mettre en évidence dans le spectre en énergie de ces photons un pic que nous avons identifié comme contenant les raies X_K de l'élément $Z=120$. La position en énergie de ce pic correspond à mieux que 4% à l'énergie attendue théoriquement. Ces raies sont toujours observées lorsqu'on sélectionne des réactions dans lesquelles un système composé de $Z=120$ est formé, mais disparaissent lorsqu'on sélectionne des réactions de diffusion élastique. La multiplicité de ces X atteint son maximum lorsque l'on sélectionne uniquement des réactions conduisant à la formation d'un système composite de 120 protons. Nous avons pu montrer grâce à une étude cinématique que, pour ce pic, une éventuelle contribution de γ provenant des fragments de fission (ou de quasi-fission) est très faible. L'observation de ces raies caractéristiques confirme ainsi la grande section efficace de formation de noyaux composés de $Z=120$ survivant à la fission

pendant des temps beaucoup plus longs que 10^{-19} s, temps en deçà duquel l'étalement en énergie rend les raies indiscernables du fond.

À partir de la multiplicité maximale des X caractéristiques mesurés, en faisant l'hypothèse d'une distribution exponentielle des temps de fission, nous avons déterminé une limite inférieure de $4,0 \times 10^{-18}$ s pour le temps moyen de fission des noyaux de $Z=120$. Cette multiplicité nous a aussi permis de conclure que au maximum 38% des réactions de capture (représentant l'ensemble des réactions de quasi-fission et de fusion) correspondent à des réactions de quasi-fission ou de fission associées à des temps inférieurs à 10^{-19} s. Ce relativement faible pourcentage de quasi-fission est difficilement compatible avec les très faibles probabilités de fusion généralement admises pour notre système. Cependant, nous avons montré que les données existant pour notre système ne permettaient de conclure à une faible probabilité de fusion qu'en faisant l'hypothèse que la fission suivant cette fusion était symétrique en masse. Ces données ne permettent en aucun cas une telle conclusion pour des fissions asymétriques telles que nous les observons.

Les résultats de cette expérience exploratoire prouvent donc que la technique de fluorescence X peut être utilisée avec succès pour l'étude de la stabilité des éléments super-lourds. Cependant, il serait souhaitable en vue de l'étude d'autres systèmes de diminuer les nombreuses incertitudes (provenant de la statistique limitée, des erreurs sur la détermination des efficacités de détection, etc.) qui ne nous ont permis que de déterminer des limites inférieures au temps de fission ou des limites supérieures pour la proportion d'événements de quasi-fission et de fission à temps courts. De même, la recherche de l'origine du pic attribué aux raies X_K du $Z=120$ a été rendue difficile par la statistique limitée ainsi que par la trop grande symétrie de la géométrie de notre système de détection. Il semble indispensable de compléter le dispositif expérimental par quelques détecteurs d'X placés à des angles très différents. Il faut noter également que nous n'avons pu obtenir ces résultats que parce que nous avons pu isoler un ensemble d'événements pour lesquels un système composite de 120 protons était formé. Ceci n'a pu être réalisé que parce que nous avions à notre disposition des informations provenant d'une autre expérience sur la charge des deux fragments de fission mesurés en coïncidence et sur les multiplicités de particules chargées associées. Pour pouvoir étudier d'autres systèmes il est par conséquent indispensable, en plus de la mesure des X caractéristiques, de détecter et identifier les deux fragments de fission avec une très grande efficacité et de mesurer la multiplicité de particules chargées associée pour signer la formation d'un système composé de l'ensemble des protons du projectile et de la cible. Notre travail montre donc que, moyennant quelques améliorations du dispositif expérimental existant, la technique de fluorescence X permet

de façon unique l'étude de la stabilité d'éléments superlourds bien au-delà des limites en Z raisonnablement accessibles par les expériences de synthèse et apporte un éclairage nouveau sur la fusion entre noyaux très lourds à des énergies proches de la barrière de fusion.

Bibliographie

- [1] William D. Myers and Wladyslaw J. Swiatecki. Nuclear masses and deformations. *Nuclear Physics*, 81(1) :1 – 60, 1966.
- [2] V. M. Strutinsky. Shell effects in nuclear masses and deformation energies. *Nuclear Physics A*, 95(2) :420 – 442, 1967.
- [3] P. Moller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki. Nuclear ground-state masses and deformations. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 59(2) :185 – 381, 1995.
- [4] Robert Smolańczuk. Properties of the hypothetical spherical superheavy nuclei. *Phys. Rev. C*, 56(2) :812–824, Aug 1997.
- [5] S. Cwiok, J. Dobaczewski, P. H. Heenen, P. Magierski, and W. Nazarewicz. Shell structure of the superheavy elements. *Nuclear Physics A*, 611(2-3) :211 – 246, 1996.
- [6] M. Bender, K. Rutz, P.-G. Reinhard, J. A. Maruhn, and W. Greiner. Shell structure of superheavy nuclei in self-consistent mean-field models. *Phys. Rev. C*, 60(3) :034304, Aug 1999.
- [7] J.F. Berger, D. Hirata, and M. Girod. Microscopic description of superheavy nuclei with the gogny effective interaction. *Acta Phys. Pol. B*, 34(3) :1909, March 2003.
- [8] T. Bürvenich, M. Bender, J. A. Maruhn, and P.-G. Reinhard. Systematics of fission barriers in superheavy elements. *Phys. Rev. C*, 69(1) :014307, Jan 2004.
- [9] M. Bender, W. Nazarewicz, and P.-G. Reinhard. Shell stabilization of super- and hyperheavy nuclei without magic gaps. *Physics Letters B*, 515(1-2) :42 – 48, 2001.
- [10] M. Lefort, C. Ngô, J. Péter, and B. Tamain. Recherche de fission provenant de l'interaction $84\text{kr}+209\text{bi}$: La fusion entre ions krypton et noyaux lourds est-elle possible ? *Nuclear Physics A*, 216(1) :166 – 172, 1973.
- [11] F. Hanappe, M. Lefort, C. Ngô, J. Péter, and B. Tamain. Cross section and angular distribution of products in "quasifission" reactions induced by 525-mev ^{84}Kr ions on a ^{209}Bi target. *Phys. Rev. Lett.*, 32(13) :738–741, Apr 1974.

- [12] K. L. Wolf, J. P. Unik, J. R. Huizenga, J. Birkelund, H. Freiesleben, and V. E. Viola. Study of strongly damped collisions in the reaction of 600-mev ^{84}Kr on a ^{209}Bi target. *Phys. Rev. Lett.*, 33(18) :1105–1108, Oct 1974.
- [13] R. Bock, Y. T. Chu, M. Dakowski, A. Gobbi, E. Grosse, A. Olmi, H. Sann, D. Schwalm, U. Lynen, W. Müller, S. Bjørnholm, H. Esbensen, W. Wölfl, and E. Morenzoni. Dynamics of the fusion process. *Nuclear Physics A*, 388(2) :334 – 380, 1982.
- [14] P. Fröbrich and I. I. Gontchar. Langevin description of fusion, deep-inelastic collisions and heavy-ion-induced fission. *Physics Reports*, 292(3-4) :131 – 237, 1998.
- [15] D. Ackermann. Beyond darmstadtium –status and perspectives of superheavy element research. *Eur. Phys. J. A*, 25(Supplement 1) :s1.577–s1.582, 2005.
- [16] Yu. Ts. Oganessian, F. Sh. Abdullin, P. D. Bailey, D. E. Benker, M. E. Bennett, S. N. Dmitriev, J. G. Ezold, J. H. Hamilton, R. A. Henderson, M. G. Itkis, Yu. V. Lobanov, A. N. Mezentsev, K. J. Moody, S. L. Nelson, A. N. Polyakov, C. E. Porter, A. V. Ramayya, F. D. Riley, J. B. Roberto, M. A. Ryabinin, K. P. Rykaczewski, R. N. Sagaidak, D. A. Shaughnessy, I. V. Shirokovsky, M. A. Stoyer, V. G. Subbotin, R. Sudowe, A. M. Sukhov, Yu. S. Tsyganov, V. K. Utyonkov, A. A. Voinov, G. K. Vostokin, and P. A. Wilk. Synthesis of a new element with atomic number $z = 117$. *Phys. Rev. Lett.*, 104(14) :142502, Apr 2010.
- [17] Yu. Ts. Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu. V. Lobanov, F. Sh. Abdullin, A. N. Polyakov, R. N. Sagaidak, I. V. Shirokovsky, Yu. S. Tsyganov, A. A. Voinov, G. G. Gulbekian, S. L. Bogomolov, B. N. Gikal, A. N. Mezentsev, S. Iliev, V. G. Subbotin, A. M. Sukhov, K. Subotic, V. I. Zagrebaev, G. K. Vostokin, M. G. Itkis, K. J. Moody, J. B. Patin, D. A. Shaughnessy, M. A. Stoyer, N. J. Stoyer, P. A. Wilk, J. M. Kenneally, J. H. Landrum, J. F. Wild, and R. W. Lougheed. Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the ^{249}Cf and $^{245}\text{Cm}+^{48}\text{Ca}$ fusion reactions. *Phys. Rev. C*, 74(4) :044602, Oct 2006.
- [18] M. Morjean, J. L. Charvet, A. Chbihi, M. Chevallier, C. Cohen, D. Dauvergne, R. Dayras, A. Drouart, J. D. Frankland, D. Jacquet, K. Kirsch, M. Laget, P. Lattes, A. L’Hoir, A. Marchix, L. Nalpas, M. Parlog, C. Ray, C. Schmitt, C. Stodel, L. Tassan-Got, and C. Volant. Direct experimental evidence for very long fission times of super-heavy elements. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 45(1) :27–31, 2007.
- [19] J. Töke, R. Bock, G.X. Dai, A. Gobbi, S. Gralla, K.D. Hildenbrand, J. Kuzminski, W.F.J. Müller, A. Olmi, H. Stelzer, B.B. Back, and S. Bjørnholm. Quasi-fission –

- the mass-drift mode in heavy-ion reactions. *Nuclear Physics A*, 440(2) :327 – 365, 1985.
- [20] W. Q. Shen, J. Albinski, R. Bock, A. Gobbi, S. Gralla, K. D. Hildenbrand, N. Herrmann, J. Kuzminski, W. F. J. Müller, H. Stelzer, J. Töke, B. B. Back, S. Bjørnholm, S. P. Sørensen, A. Olmi, and G. Guarino. Characteristic time for mass asymmetry relaxation in quasi-fission reactions. *EPL (Europhysics Letters)*, 1(3) :113, 1986.
- [21] R. du Rietz, D. J. Hinde, M. Dasgupta, R. G. Thomas, L. R. Gasques, M. Evers, N. Lobanov, and A. Wakhle. Predominant time scales in fission processes in reactions of S, Ti and Ni with W : Zeptosecond versus attosecond. *Phys. Rev. Lett.*, 106(5) :052701, Feb 2011.
- [22] M. Morjean, D. Jacquet, J. L. Charvet, A. L’Hoir, M. Laget, M. Parlog, A. Chbihi, M. Chevallier, C. Cohen, D. Dauvergne, R. Dayras, A. Drouart, C. Escano-Rodriguez, J. D. Frankland, R. Kirsch, P. Lautesse, L. Nalpas, C. Ray, C. Schmitt, C. Stodel, L. Tassan-Got, E. Testa, and C. Volant. Fission time measurements : A new probe into superheavy element stability. *Phys. Rev. Lett.*, 101(7) :072701, Aug 2008.
- [23] Michaël Laget. *Étude de la stabilité d’éléments superlourds testée par la mesure de leurs temps de fission obtenus par la méthode de blocage cristallin*. PhD thesis, Université de Paris XI, 2007.
- [24] Niels Bohr and John Archibald Wheeler. The mechanism of nuclear fission. *Phys. Rev.*, 56(5) :426–450, Sep 1939.
- [25] V. F. Weisskopf and D. H. Ewing. On the yield of nuclear reactions with heavy elements. *Phys. Rev.*, 57(6) :472–485, Mar 1940.
- [26] Walter Hauser and Herman Feshbach. The inelastic scattering of neutrons. *Phys. Rev.*, 87(2) :366–373, Jul 1952.
- [27] Anthony Marchix. *Étude de l’influence de l’énergie de correction de couches sur les réactions nucléaires menant à la région de noyaux superlourds*. PhD thesis, Université de Caen/Basse-Normandie, novembre 2007.
- [28] A. Ignatyuk. Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter. *Yad. Phys*, 21 :485–490, 1975.
- [29] M Morjean, D Jacquet, M Laget, and J F Berger. Discrimination between fission and quasi-fission from reaction time measurements. *Journal of Physics : Conference Series*, 282(1) :012009, 2011.
- [30] F. Goldenbaum, M. Morjean, J. Galin, E. Liénard, B. Lott, Y. Périer, M. Chevallier, D. Dauvergne, R. Kirsch, J. C. Poizat, J. Remillieux, C. Cohen, A. L’Hoir, G. Prévot, D. Schmaus, J. Dural, M. Toulemonde, and D. Jacquet. Fission time evolution with

- excitation energy from a crystal blocking experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 82(25) :5012–5015, Jun 1999.
- [31] P. Grangé, Li Jun-Qing, and H. A. Weidenmüller. Induced nuclear fission viewed as a diffusion process : Transients. *Phys. Rev. C*, 27(5) :2063–2077, May 1983.
- [32] S. Hassani and P. Grangé. Neutron multiplicities in fission viewed as a diffusion process. *Physics Letters B*, 137(5-6) :281 – 286, 1984.
- [33] H. A. Kramers. Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions. *Physica*, 7(4) :284 – 304, 1940.
- [34] V. M. Strutinsky. The fission width of excited nuclei. *Physics Letters B*, 47(2) :121 – 123, 1973.
- [35] D. Hilscher and H. Rossner. Dynamics of nuclear fission. *Ann. Phys. Fr.*, 17(6) :471–552, 1992.
- [36] D. Jacquet and M. Morjean. Fission times of excited nuclei : An experimental overview. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63(1) :155 – 185, 2009.
- [37] D. J. Hinde, D. Hilscher, H. Rossner, B. Gebauer, M. Lehmann, and M. Wilpert. Neutron emission as a probe of fusion-fission and quasifission dynamics. *Phys. Rev. C*, 45(3) :1229–1259, Mar 1992.
- [38] K. Siwek-Wilczyńska, J. Wilczyński, R. H. Siemssen, and H. W. Wilschut. Role of nuclear dynamics in deducing the fusion-fission time scales from prescission neutron multiplicities. *Phys. Rev. C*, 51(4) :2054–2061, Apr 1995.
- [39] L. Donadille, E. Liatard, B. Benoit, F. Hanappe, L. Stuttgé, G. Rudolf, E. M. Kozulin, Yu. A. Lazarev, P. Désesquelles, L. A. Litnevsky, B. Bilwes, J. F. Bruandet, G. J. Costa, O. Dorvaux, F. Farget, J. Fayot, G. Guillaume, A. Huck, I. Itkis, M. G. Itkis, S. Jokic, N. A. Kondratiev, F. R. Lecolley, J. F. Lecolley, Yu. Ts. Oganessian, G. Perrin, D. Santos, F. Schussler, S. Tomasevic, J. B. Viano, and B. Vignon. Fission dynamics for capture reactions in $^{58,64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ systems : New results in terms of thermal energy and neutron multiplicity correlated distributions. *Nuclear Physics A*, 656(2) :259 – 283, 1999.
- [40] T. Materna, Y. Aritomo, N. Amar, A. Bogatchev, V. Bouchat, O. Dorvaux, G. Giardina, S. Grevy, F. Hanappe, I. Itkis, M. Jandel, G. Knyajeva, J. Kliman, E. Kozulin, N. Kondratiev, L. Krupa, J. Peter, E. Prokhorova, I. Pokrovsky, C. Schmitt, L. Stuttge, and V. Voskresensky. Capture and dissipation in the superheavy region. *Nuclear Physics A*, 734 :184 – 187, 2004.
- [41] P. Désesquelles. Multivariate analysis in nuclear physics. *Ann. Phys. Fr.*, 20(1) :1–45, 1995.

- [42] Y. Aritomo, M. Ohta, T. Materna, F. Hanappe, O. Dorvaux, and L. Stuttge. Analysis of fusion-fission dynamics by pre-scission neutron emission in $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ system. *Nuclear Physics A*, 759(3-4) :309 – 326, 2005.
- [43] I. Gontchar, M. Morjean, and S. Basnary. Nuclear dissipation from fission time. *EPL (Europhysics Letters)*, 57(3) :355, 2002.
- [44] P.C. Gugelot. *Direct Reactions and Nuclear reaction Mechanisms*. Gordon and Breach, 1962.
- [45] J. Reinhardt and W Greiner. *Treatise on Heavy-Ion Science*, volume 5, page 3. Plenum press, 1985.
- [46] W E Meyerhof and K Taulbjerg. K-shell ionization in heavy-ion collisions. *Annual Review of Nuclear Science*, 27(1) :279–332, 1977.
- [47] S. I. Salem and P. L. Lee. Experimental widths of K and L x-ray lines. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 18(3) :233 – 241, 1976.
- [48] J. F. Chemin, S. Andriamonje, J. Roturier, B. Saboya, J. P. Thibaud, S. Joly, S. Plattard, J. Uzureau, H. Laurent, J. M. Maison, and J. P. Shapira. Measurement of compound-nucleus lifetime by x-ray spectroscopy in the $^{106}\text{Cd}(p, p')^{106}\text{Cd}$ reaction. *Nuclear Physics A*, 331(2) :407 – 428, 1979.
- [49] S. Röhl, S. Hoppenau, and M. Dost. Nuclear level widths in ^{113}Sb from particle-x-ray coincidences. *Nuclear Physics A*, 369(2) :301 – 320, 1981.
- [50] J. D. Molitoris, W. E. Meyerhof, Ch. Stoller, R. Anholt, D. W. Spooner, L. G. Morretto, L. G. Sobotka, R. J. McDonald, G. J. Wozniak, M. A. McMahan, L. Blumenfeld, N. Colonna, M. Nessi, and E. Morenzoni. Molecular-orbital study of late-fission times in deep-inelastic $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 70(5) :537–540, Feb 1993.
- [51] H.W. Wilschut and V.L. Kravchuk. Developing an "atomic clock" for fission lifetime measurements. *Nuclear Physics A*, 734 :156 – 163, 2004.
- [52] J. O. Newton, D. J. Hinde, R. J. Charity, J. R. Leigh, J. J. M. Bokhorst, A. Chatterjee, G. S. Foote, and S. Ogaza. Measurement and statistical model analysis of pre-fission neutron multiplicities. *Nuclear Physics A*, 483(1) :126 – 152, 1988.
- [53] M. Gonin, L. Cooke, B. Fornal, P. Gonthier, M. Gui, Y. Lou, J.B. Natowitz, G. Nardelli, G. Nebbia, G. Prete, R.P. Schmitt, B. Srivastava, W. Turmel, D. Utley, H. Utsunomiya, G. Viesti, R. Wada, B. Wilkins, and R. Zanon. Thermal properties and dynamics of hot nuclei. *Nuclear Physics A*, 495(1-2) :139 – 154, 1989.
- [54] A. Gavron, A. Gayer, J. Boissevain, H. C. Britt, T. C. Awes, J. R. Beene, B. Cheynis, D. Drain, R. L. Ferguson, F. E. Obenshain, F. Plasil, G. R. Young, G. A. Petitt, and

- C. Butler. Neutron emission in the fissioning ^{158}Er composite system. *Phys. Rev. C*, 35(2) :579–590, Feb 1987.
- [55] J. Pouthas, B. Borderie, R. Dayras, E. Plagnol, M. F. Rivet, F. Saint-Laurent, J. C. Steckmeyer, G. Auger, C. O. Bacri, S. Barbey, A. Barbier, A. Benkirane, J. Benlliure, B. Berthier, E. Bougamont, P. Bourgault, P. Box, R. Bzyl, B. Cahan, Y. Cassagnou, D. Charlet, J. L. Charvet, A. Chbihi, T. Clerc, N. Copinet, D. Cussol, M. Engrand, J. M. Gautier, Y. Huguet, O. Jouniaux, J. L. Laville, P. Le Botlan, A. Leconte, R. Legrain, P. Lelong, M. Le Guay, L. Martina, C. Mazur, P. Mosrin, L. Olivier, J. P. Passerieux, S. Pierre, B. Piquet, E. Plaige, E. C. Pollacco, B. Raine, A. Richard, J. Ropert, C. Spitaels, L. Stab, D. Sznajderman, L. Tassan-got, J. Tillier, M. Tripon, P. Vallerand, C. Volant, P. Volkov, J. P. Wieleczo, and G. Wittwer. Indra, a 4[pi] charged product detection array at ganil. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 357(2-3) :418 – 442, 1995.
- [56] J.P. and Desclaux. A multiconfiguration relativistic dirac-fock program. *Computer Physics Communications*, 9(1) :31 – 45, 1975.
- [57] P. Indelicato and J. P. Desclaux. Multiconfiguration Dirac-Fock calculations of transition energies with QED corrections in three-electron ions. *Phys. Rev. A*, 42 :5139–5149, Nov 1990.
- [58] J. Bruneau. communication privée, 2009.
- [59] M. Trassinelli. communication privée, 2011.
- [60] P Indelicato and J.P. Desclaux. computer program MCDFGME a multi-configuration Dirac-Fock and General Matric Elements program (<http://dirac.spectro.jussieu.fr/mcdf>), 2005.
- [61] Thomas A. Carlson and C. W. Nestor. Calculation of K and L X rays for elements of $Z = 95$ to 130. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 19(2) :153 – 173, 1977.
- [62] B. Fricke and G. Soff. Dirac-Fock-Slater calculations for the elements $z = 100$, fermium, to $Z = 173$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 19(1) :83–95, 1977.
- [63] U. Fano and W. Lichten. Interpretation of $\text{Ar}^+ - \text{Ar}$ collisions at 50 kev. *Phys. Rev. Lett.*, 14(16) :627–629, Apr 1965.
- [64] W E Meyerhof and K Taulbjerg. K-shell ionization in heavy-ion collisions. *Annual Review of Nuclear Science*, 27(1) :279–332, 1977.
- [65] J. Eichler, U. Wille, B. Fastrup, and K. Taulbjerg. Systematic investigation of diabatic correlations. *Phys. Rev. A*, 14(2) :707–717, Aug 1976.
- [66] M. Barat and W. Lichten. Extension of the electron-promotion model to asymmetric atomic collisions. *Phys. Rev. A*, 6(1) :211–229, Jul 1972.

- [67] Bernd Crasemann, editor. *Atomic Inner-Shell Processes*, volume 1, page 59. Academic Press, 1975.
- [68] Bang J. and Hansteen J.M. *Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd.*, 31 :13, 1959.
- [69] L. Kocbach, J. M. Hansteen, and R. Gundersen. Review of the sca method for inner shell ionization - results, limitations and possibilities. *Nuclear Instruments and Methods*, 169(2) :281 – 291, 1980.
- [70] M Pauli, F Rosel, and D Trautmann. Electronic relativistic effects in the semiclassical theory of K-shell ionisation. *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, 11(14) :2511, 1978.
- [71] M. Pauli, F. Rösel, and D. Trautmann. Screening effects in the coulomb ionization of inner shell electrons. *Physics Letters A*, 67(1) :28 – 30, 1978.
- [72] Mau Hsiung Chen, Bernd Crasemann, and Hans Mark. Relativistic calculation of atomic *m*-shell ionization by protons. *Phys. Rev. A*, 27(5) :2358–2364, May 1983.
- [73] Mau Hsiung Chen, Bernd Crasemann, and Hans Mark. Atomic L-shell ionization by protons : Dirac-Hartree-Slater calculation of cross sections. *Phys. Rev. A*, 26(3) :1243–1251, Sep 1982.
- [74] M Pauli and D Trautmann. On the coulomb ionisation of k-shell electrons. *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, 11(4) :667, 1978.
- [75] E. Merzbacher and H.N. Lewis. *Handbuch der Physik*, 34 :166.
- [76] R. Anholt. X rays from quasimolecules. *Rev. Mod. Phys.*, 57(4) :995, Oct 1985.
- [77] V. Weisskopf. Die breite des spektrallinen in gasen. *Phys. Zeit.*, 34 :1, 1933.
- [78] B. Fricke, T. Morovic, W. D. Sepp, A. Rosén, and D. E. Ellis. Interpretation of noncharacteristic M X-rays in heavy colliding systems by selfconsistent relativistic molecular calculations. *Physics Letters A*, 59(5) :375 – 378, 1976.
- [79] Hervé Savajols. Vamos : a variable mode high acceptance spectrometer. *Nuclear Physics A*, 654(1, Supplement 1) :1027c – 1032c, 1999.
- [80] S. Pullanhiotan, M. Rejmund, A. Navin, W. Mittig, and S. Bhattacharyya. Performance of vamos for reactions near the coulomb barrier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 593(3) :343 – 352, 2008.
- [81] R. Dayras. communication privée.
- [82] L Northcliffe and al. *Range and Stopping-Power Tables for Heavy Ions*, volume 7 of *Nuclear Data Tables*. 1970.

- [83] F. Hubert, R. Bimbot, and H. Gauvin. Range and stopping-power tables for 2.5-500 MeV/nucleon heavy ions in solids. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 46(1) :1 – 213, 1990.
- [84] J.B. Moulton, J.E. Stephenson, R.P. Schmitt, and G.J. Wozniak. A new method for calibrating the pulse-height defect in solid state detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 157(2) :325 – 331, 1978.
- [85] D. Jacquet. communication privée, 2011.
- [86] Alejandro Sonzogni. Nudat 2.5, mars 2011.
- [87] G4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250 – 303, 2003.
- [88] Antoine Lemasson. *Fusion et réactions directes autour de la barrière coulombienne avec le noyau riche en neutrons ^8He* . PhD thesis, Université de Caen Basse Normandie, 2010.
- [89] V. E. Viola, K. Kwiatkowski, and M. Walker. Systematics of fission fragment total kinetic energy release. *Phys. Rev. C*, 31(4) :1550–1552, Apr 1985.
- [90] V.E. Viola. *Nucl. Data.*, 1 :391, 1966.
- [91] J. A. Bearden. X-Ray Wavelengths. *Rev. Mod. Phys.*, 39(1) :78, Jan 1967.
- [92] M. O. Krause and J. H. Oliver. Natural widths of atomic K and L levels, K alpha X-ray lines and several KLL Auger lines. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 8(2) :329–338, 1979.
- [93] J. U. Andersen, E. Lægsgaard, K. O. Nielsen, W. M. Gibson, J. S. Forster, I. V. Mitchell, and D. Ward. Time evolution of heavy-ion-induced fission studied by crystal blocking. *Phys. Rev. Lett.*, 36(26) :1539–1542, Jun 1976.
- [94] D. Boiley, Y. Lallouet, B. Yilmaz, and Y. Abe. What can we learn from the fission of the super-heavy elements. In C. Wagemans, J. Wagemans, and P. D’hondt, editors, *Seminar on fission*, 2010.

L'étude de la réaction $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$ à 6,6 MeV par nucléon nous a permis d'identifier des rayons X caractéristiques de l'élément $Z = 120$. Ces X caractéristiques ont été trouvés en coïncidence avec des fragments de fission des noyaux composés de 120 protons formés au cours de la réaction. La multiplicité de ces rayonnements rend possible l'extraction des informations sur la probabilité de formation par fusion dans la réaction étudiée du noyau de $Z = 120$ ainsi que sur le temps de fission de ce noyau.

X-Ray Fluorescence applied to $Z=120$ element fission time study.

Characteristic X-rays of the element $Z=120$ have been identified in the reaction $^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$ at 6,6 MeV. They have been detected in coincidence with fission fragments arising from composite systems with 120 protons formed during the reaction. Pieces of information about the formation probability by fusion of $Z=120$ nuclei and on the fission time of this nucleus have been inferred from the X-ray multiplicity.

Mots-Clés : éléments superlourds, spectroscopie des rayons X, fission nucléaire, fusion nucléaire, diffusion profondément inélastique.

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique

Grand Accélérateur d'Ions Lourds (CEA/DSM - CNRS/IN2P3)

Bd Henri Becquerel BP 55027, 14076 CAEN Cedex 05, FRANCE